

Dr.-Ing. F. M. PELZ

DK 621.392.52

Die Reduktion von Abzweigschaltungen und ihre Anwendung auf die Kettenschaltung von Vierpolen

*(Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Universität
Berlin-Charlottenburg)*

Das Problem der Reduktion von Abzweigschaltungen, d. h. das Aufsuchen einer äquivalenten Schaltung¹⁾ mit weniger Schaltelementen, wurde von W. Klein in einem kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Aufsatz behandelt²⁾. Das Übertragungsmaß der Abzweigschaltung läßt sich hiernach durch eine besonders gebaute Determinante, eine sog. Kontinuante, darstellen, deren Zeilenzahl mit der Anzahl der in der Abzweigschaltung vorhandenen Schaltelemente übereinstimmt. Durch identische, rein mathematische Umformungen gelingt es, die Zeilenzahl der Determinante zu verringern, wobei sie jedoch schließlich wieder als Kontinuante erscheint. Dem entspricht physikalisch eine Reduktion der Abzweigschaltung auf eine äquivalente mit weniger Schaltelementen. Als Anwendung dieser Umformung untersuchte Klein die Äquivalenz von Schmalbandfiltern, wie sie in Rundfunksiebschaltungen verwendet werden, mit Kettenleitern.

Im vorliegenden Aufsatz soll nun zunächst gezeigt werden, daß man über diese Determinantenumformung auch zu einer auf der Stern-Dreieck-Transformation beruhenden Schaltungsumwandlung kommen kann. Durch Einführung einer bestimmten Bedingung für die Schaltelemente der gegebenen Abzweigschaltung wird eine wesentliche Vereinfachung der reduzierten Schaltung erzielt. Die gewonnenen Ergebnisse werden schließlich auf die Kettenschaltung von Vierpolen, die ja auch eine Abzweig-

¹⁾ Wir nennen zwei Schaltungen äquivalent, wenn man sie durch Messungen an den von außen zugänglichen Klemmen auf keine Weise unterscheiden kann.

²⁾ W. Klein: „Der Zusammenhang zwischen Kettenleitern und Rundfunksiebschaltungen“, FUNK UND TON 4 (1950), Nr. 6, S. 273.

Für die Anregung zu meinen vorliegenden Untersuchungen habe ich Herrn Dr.-Ing. W. Klein sehr zu danken.

schaltung ist³⁾, angewendet und an einem Beispiel aus der Theorie der Bandpaßfilter ihr praktischer Wert gezeigt.

1. Ableitung der Schaltungsumwandlung

Wir gehen zunächst so wie Klein vor, doch wollen wir nicht sämtliche Längswiderstände der gegebenen Abzweigschaltung (Abb. 1) vor die Determinante ziehen, sondern nur R_{2k-2} und R_{2k} . Dadurch wird aus der Kontinuante (vgl. Klein l. c. Gl. 2 und 8):

$$= R_{2k-2} R_{2k} \begin{vmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & G_{2k-3} & 1 & 0 & 0 & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & -1 & R_{2k-2} & 1 & 0 & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & -1 & G_{2k-1} & 1 & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & 0 & -1 & R_{2k} & 1 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 0 & 0 & 0 & -1 & G_{2k+1} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix} = \quad (1)$$



Abb. 1 Abzweigschaltung

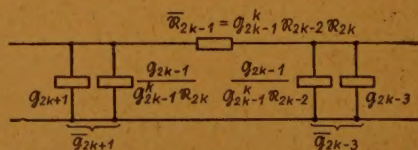


Abb. 2 Durch Stern-Dreieck-Transformation umgewandelte Abzweigschaltung

wobei

$$\begin{aligned} G_{2k-3}^{\star k} &= G_{2k-3} + \frac{1}{R_{2k-2}} \\ G_{2k-1}^k &= \frac{1}{R_{2k-2}} + G_{2k-1} + \frac{1}{R_{2k}} \\ G_{2k+1}^{\star k} &= \frac{1}{R_{2k}} + G_{2k+1} \end{aligned} \quad (2)$$

³⁾ Jeder umkehrbare (sog. Kirchhoffsche) Vierpol kann ja formal durch eine T- (oder Π -) Schaltung ersetzt werden.

Nun wollen wir aber gleich wieder $\Re_{2k-2} \Re_{2k}$ in die Determinante hineinnehmen, um keine Faktoren vor der Determinante zu behalten. Solche Faktoren geben bei Klein die Veranlassung zur Einführung von idealen Übertragern, was hier jedoch vermieden werden soll. Wir multiplizieren die mittlere Zeile mit \Re_{2k-2} , die mittlere Spalte mit \Re_{2k} und erhalten:

$$\begin{vmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \mathcal{G}_{2k-3}^{*k}, & -\frac{\Re_{2k}}{\Re_{2k-2}}, & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & -1, & \mathcal{G}_{2k-1}^k \Re_{2k-2} \Re_{2k}, & -\frac{\Re_{2k-2}}{\Re_{2k}} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & 0, & -1, & -\mathcal{G}_{2k+1}^{*k} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

Um hieraus wieder eine Kontinuante zu machen, multiplizieren wir die mittlere Zeile mit Γ

$$\Gamma = \frac{1 + \frac{\Re_{2k}}{\Re_{2k-2}}}{\mathcal{G}_{2k-1}^k \Re_{2k-2} \Re_{2k}} \quad (3)$$

und addieren sie zur oberen Zeile. Hierauf multiplizieren wir die mittlere Spalte mit $\Gamma \Re_{2k-2}/\Re_{2k}$ und addieren sie zur rechten Spalte. Es wird dann die Determinante zu

$$\begin{vmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \mathcal{G}_{2k-3}^{*k}, & 1, & 0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & -1, & \mathcal{G}_{2k-1}^k, & 1 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & 0, & -1, & \mathcal{G}_{2k+1}^{*k} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix} \quad (4)$$

mit

$$\begin{aligned} \overline{\mathcal{G}}_{2k-3} &= \mathcal{G}_{2k-3}^{*k} - \Gamma = \mathcal{G}_{2k-3} + \frac{\mathcal{G}_{2k-1}}{\mathcal{G}_{2k-1}^k \Re_{2k-2}} \\ \overline{\Re}_{2k-1} &= \mathcal{G}_{2k-1}^k \Re_{2k-2} \Re_{2k} \\ \overline{\mathcal{G}}_{2k+1} &= \mathcal{G}_{2k+1}^{*k} + \Gamma \frac{\Re_{2k-2}}{\Re_{2k}} = \mathcal{G}_{2k+1} + \frac{\mathcal{G}_{2k-1}}{\mathcal{G}_{2k-1}^k \Re_{2k}} \end{aligned} \quad (5)$$

Wir haben jetzt wieder eine Kontinuante, also eine Abzweigschaltung, bei der jedoch der aus fünf Schaltelementen bestehende Komplex $\mathcal{G}_{2k-3}, \Re_{2k-2}, \cdot, \cdot, \mathcal{G}_{2k+1}$ durch drei Schaltelemente $\overline{\mathcal{G}}_{2k-3}, \overline{\Re}_{2k-1}, \overline{\mathcal{G}}_{2k+1}$ ersetzt ist (vgl. Abb. 2). Diese Umwandlung ist nichts anderes, als die Umwandlung des Sternes $\Re_{2k-2}, \mathcal{G}_{2k-1}, \Re_{2k}$ in ein äquivalentes Dreieck, wie man durch Anwendung der bekannten Formeln für die Stern-Dreieck-Transformation leicht nachprüfen kann. Durch die Zurückführung auf die Stern-Dreieck-Transformation ist übrigens auch bewiesen, daß die umgewandelte Schaltung der ursprünglichen an allen äußeren Klemmen (also nicht nur vierpolmäßig) äquivalent ist.

Wir wollen uns in folgendem auf solche Schaltungen beschränken, bei denen \mathcal{G}_{2k-1} und \mathcal{G}_{2k-1}^k zueinander proportional sind:

$$\mathcal{G}_{2k-1} = \kappa \mathcal{G}_{2k-1}^k = \kappa \left(\frac{1}{\mathcal{R}_{2k-2}} + \mathcal{G}_{2k-1} + \mathcal{R}_{2k} \right) \quad (6)$$

κ ist dabei eine positive reelle Konstante. Durch diese Zusatzbedingung werden die Gl. (5) sehr einfach, nämlich

$$\begin{aligned} \overline{\mathcal{G}}_{2k-3} &= \mathcal{G}_{2k-3} + \frac{\kappa}{\mathcal{R}_{2k-2}} \\ \overline{\mathcal{R}}_{2k-1} &= \frac{1}{1-\kappa} (\mathcal{R}_{2k-2} + \mathcal{R}_{2k}) \\ \overline{\mathcal{G}}_{2k+1} &= \mathcal{G}_{2k+1} + \frac{\kappa}{\mathcal{R}_{2k}} \end{aligned} \quad (7)$$

Diese Elemente können ohne weiteres realisiert werden.

Statt der Widerstände kann man auch die Leitwerte, z. B. \mathcal{G}_{2k-1} , und \mathcal{G}_{2k+1} , vor die Determinante ziehen. Durch analoge Umformungen erhält man dann die duale

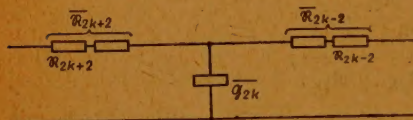


Abb. 3 Durch Dreieck-Stern-Transformation umgewandelte Abzweigschaltung

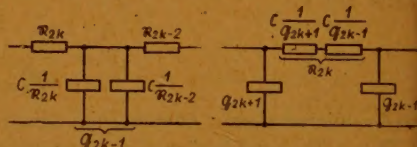


Abb. 4 Spezielle Abzweigschaltungen, die sich besonders einfach reduzieren lassen

Schaltungsumwandlung, d. h. die Umwandlung des Dreiecks \mathcal{G}_{2k-1} , \mathcal{R}_{2k} , \mathcal{G}_{2k+1} in einen Stern (Abb. 3). Die Formeln, die zu den Gleichungen (2), (6) und (7) dual sind, lauten:

$$\mathcal{R}_{2k} = \kappa \mathcal{R}_{2k}^1 = \kappa \left(\frac{1}{\mathcal{G}_{2k-1}} + \mathcal{R}_{2k} + \frac{1}{\mathcal{G}_{2k+1}} \right) \quad (8)$$

$$\overline{\mathcal{R}}_{2k-2} = \mathcal{R}_{2k-2} + \frac{\kappa}{\mathcal{G}_{2k-1}}$$

$$\overline{\mathcal{G}}_{2k} = \frac{1}{1-\kappa} \left(\mathcal{G}_{2k-1} + \mathcal{G}_{2k+1} \right) \quad (9)$$

$$\overline{\mathcal{R}}_{2k+2} = \mathcal{R}_{2k+2} + \frac{\kappa}{\mathcal{G}_{2k+1}}$$

Um die Bedingungen (6) bzw. (8) anschaulich zu machen, bringen wir sie auf die Gestalt

$$\mathcal{G}_{2k-1} = c \left(\frac{1}{\mathcal{R}_{2k-2}} + \frac{1}{\mathcal{R}_{2k}} \right) \quad (6')$$

$$\mathcal{R}_{2k} = c \left(\frac{1}{\mathcal{G}_{2k-1}} + \frac{1}{\mathcal{G}_{2k+1}} \right) \quad (8')$$

mit $c = \kappa / (1 - \kappa)$ als neue Konstante. Sie bedeuten also eine Beschränkung auf Schaltungen, wie sie Abb. 4 a bzw. b zeigen.

2. Kettenschaltung von Vierpolen

Wir gehen nun zur Anwendung der Formeln auf die Kettenschaltung von Vierpolen über, wobei wir uns auf die Betrachtung von T-Gliedern beschränken. Unsere Absicht ist, zwei in Kette geschaltete T-Glieder in ein einziges T-Glied zu verwandeln (Abb. 5).

Wie in der Vierpoltheorie gezeigt wird, berechnen sich die Schaltelemente des Ersatz-T-Gliedes nach ziemlich umständlichen Formeln⁴⁾. Wir können natürlich auch durch die Stern-Dreieck-Transformation kein anderes Ergebnis erhalten. Deshalb treffen wir die einschränkende Annahme, daß entsprechend Gl. (8'):

$$\Re_{1b} + \Re_{2a} = c \left(\frac{1}{\mathcal{G}_1} + \frac{1}{\mathcal{G}_2} \right) \quad (10)$$

und erhalten aus Gl. (9) mit $\kappa = c / (1 + c)$ die in Abb. 5 angegebenen Schaltelemente. Sie sind ohne weiteres zu realisieren. Es ist interessant, daß sie so einfach sind, obwohl die in Kette geschalteten Vierpole nicht nach dem Wellenwiderstand aneinander angepaßt sind.



Abb. 5 Äquivalente Schaltungen mit der Bedingung $\Re_{1b} + \Re_{2a} = c \left(\frac{1}{\mathcal{G}_1} + \frac{1}{\mathcal{G}_2} \right)$

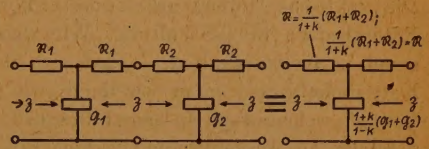


Abb. 6 Äquivalente Schaltungen mit den Bedingungen $2 \Re_1/\mathcal{G}_1 + \Re_1^2 = 2 \Re_2/\mathcal{G}_2 + \Re_2^2$ (Anpassung) und $\Re_1 \Re_2 = k S^2$

Sind die beiden Vierpole symmetrisch ($\Re_{1a} = \Re_{1b} = \Re_1$, $\Re_{2a} = \Re_{2b} = \Re_2$) und liegt außerdem Anpassung nach dem Wellenwiderstand \mathcal{Z} vor, d. h. ist

$$\mathcal{Z}^2 = \frac{2 \Re_1}{\mathcal{G}_1} + \Re_1^2 = \frac{2 \Re_2}{\mathcal{G}_2} + \Re_2^2 \quad (11)$$

dann muß auch der äquivalente Ersatzvierpol symmetrisch werden ($\Re_I = \Re_{II} = \Re$). Es wird dann mit Hilfe von Gl. (10):

$$\Re_I + \Re_{II} = 2 \Re = \left(1 + \frac{1}{1+c} \right) (\Re_1 + \Re_2) = \frac{2+c}{1+c} (\Re_1 + \Re_2)$$

Also haben wir hier

$$\begin{aligned} \Re &= \frac{1}{2} \frac{2+c}{1+c} (\Re_1 + \Re_2) \\ \mathcal{G} &= (1+c) (\mathcal{G}_1 + \mathcal{G}_2) \end{aligned} \quad (12)$$

unter den Bedingungen (10) und (11).

⁴⁾ Vgl. z. B. Wallot, Theorie der Schwachstromtechnik, 4. Aufl., § 171.

Bei Anpassung nach dem Wellenwiderstand kann man übrigens der Bedingung (10) noch eine andere Gestalt geben. Rechnet man aus Gl. (10) und (11) das $1/\mathcal{G}_1$ als Funktion von \Re_1 und \Re_2 aus und setzt es dann in (11) ein, so wird

$$\mathcal{G}^2 = \left(1 + \frac{2}{c}\right) \Re_1 \Re_2 \quad (13)$$

Diese Bedingung ist mit Gl. (10) völlig gleichwertig; man kann auch umgekehrt Gl. (10) aus Gl. (11) und Gl. (13) herleiten.

Häufig ist es bequemer, die Bedingung (13) an Stelle von (10) nachzuprüfen. Man bestimmt dann zweckmäßigerweise

$$\frac{\Re_1 \Re_2}{\mathcal{G}^2} = k; \quad c = \frac{2k}{1-k} \quad (14)$$

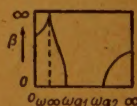
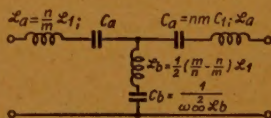
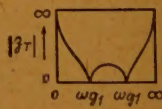
und hat dann eine Äquivalenz nach Abb. 6.

3. Anwendungsbeispiel

Die praktische Anwendbarkeit unserer Formeln zeigen wir beim Entwurf von Bandpaß-Filtergliedern in T-Schaltung. Wir werden T-Glieder mit gleichem Wellenwiderstand in Kette schalten, so daß sich ihre Wellenübertragungsmaße addieren. Die Kettenschaltung werden wir dann, wie oben gezeigt, in ein einziges T-Glied umwandeln, welches dann ein neues Filterglied darstellt. Als Ausgangspunkt wählen wir nicht das Grundfilter (constant-k-filter nach Zobel), bei dem Längs- und Querwiderstand zueinander widerstandsreziprok sind, sondern das einseitig verstellerte Bandfilterglied. Sein Wellenwiderstand soll jedoch für alle Frequenzen gleich dem des Grundfilters sein (Abb. 7), damit bei der Kettenschaltung Anpassung vorhanden ist. Die Schaltung des einseitig verstellerten Bandfiltergliedes zeigt Abb. 8 und 9. Bei

Abb. 7 Wellenwiderstand des Grundfilter-T-Gliedes

Abb. 8 Einseitig verstellertes Bandfilterglied;
 $\omega_\infty < \omega_{g1}$



der Kreisfrequenz $\omega_\infty = 1/\sqrt{L_b C_b}$ stellt das Querglied einen Kurzschluß dar, so daß die Dämpfung unendlich groß wird. Man legt diesen Dämpfungspol entweder im oberen oder im unteren Sperrbereich in die Nähe der Grenzfrequenz, wodurch sich ein einseitig verstellter Anstieg der Dämpfungskurve $\beta(\omega)$ ergibt. Die beiden Grenzfrequenzen bezeichnen wir mit ω_{g1} und ω_{g2} . Wir setzen $\omega_{g1} \omega_{g2} = \omega_0^2$. (15) Der Wellenwiderstand eines Grundfilter-T-Gliedes mit demselben Durchlaßbereich lautet⁶⁾ (vgl. Abb. 7).

$$\mathcal{Z}_T = L_1 \sqrt{\omega_{g1}^2 + \omega_{g2}^2 - \omega^2 - \frac{\omega_{g1}^2 \omega_{g2}^2}{\omega^2}} \quad (16)$$

Dabei ist L_1 die Induktivität auf einer Seite des Längszweiges. Die zugehörige Ka-

⁶⁾ Die Ableitung der Formel findet man bei Feldtkeller, „Einführung in die Siebschaltungstheorie der elektrischen Nachrichtentechnik“, 3. Aufl. 1950, S. 92.

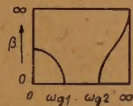
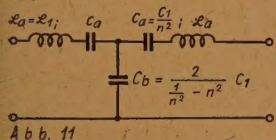
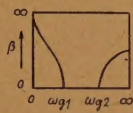
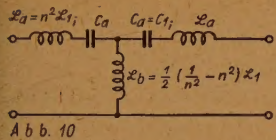
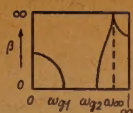
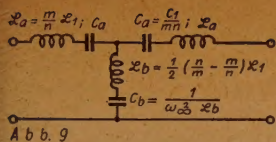
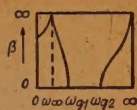
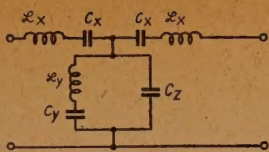


Abb. 9 Einseitig verstelltes Bandfilter $\omega_\infty > \omega_{g2}$

Abb. 10 Sonderfall von Abb. 8 für $\omega_\infty \rightarrow 0$

Abb. 11 Sonderfall von Abb. 9 für $\omega_\infty \rightarrow \infty$

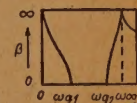
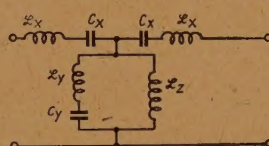


$$L_x = L_1, \quad C_x = \frac{1 + \frac{m}{n^2}}{n^2 + mn} C_1$$

$$L_y = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{m}{n} + \frac{n}{m} \right) - 1 \right] L_1, \quad C_y = \frac{1}{\omega_0^2 L_y}$$

$$C_z = \frac{m + 1}{n - 1} \frac{2}{\frac{1}{n^2} - n^2} C_1$$

Abb. 12



$$L_x = \frac{m + n^2}{1 + mn} L_1, \quad C_x = C_1$$

$$L_y = \frac{1}{2} \frac{1 - mn}{1 + mn} \left(\frac{n}{m} - \frac{m}{n} \right) L_1, \quad C_y = \frac{1}{\omega_0^2 L_y}$$

$$L_z = \frac{1}{2} \frac{1 - mn}{1 + mn} \left(\frac{1}{n^2} - n^2 \right) L_1$$

Abb. 13

Abb. 12 Zur Kettenschaltung von Filtern nach Abb. 8 und Abb. 11 äquivalentes T-Glied

Abb. 13 Zur Kettenschaltung von Filtern nach Abb. 9 und Abb. 10 äquivalentes T-Glied

pazität ist $C_1 = 1/\omega_0^2 L_1$. Das Grundfilter ist zu ω_0 frequenzreziprok; das einseitig verstellte Bandfilter jedoch nicht.

Soll nun die Formel für den Wellenwiderstand des einseitig verstellten Bandfiltergliedes identisch mit Gl. (16) werden, dann müssen die Schaltelemente die in Abb. 8 und 9 angegebenen Werte haben⁶⁾. Dabei wurde zur Abkürzung gesetzt:

$$m = \sqrt{\frac{\frac{2}{\omega_{g2}^2} - \frac{2}{\omega_\infty^2}}{\frac{2}{\omega_{g1}^2} - \frac{2}{\omega_\infty^2}}} \sqrt{\frac{\omega_{g1}}{\omega_{g2}}}; \quad n = \sqrt{\frac{\omega_{g1}}{\omega_{g2}}} \quad (17)$$

In Abb. 10 und 11 sind die beiden Sonderfälle dargestellt, die sich ergeben, wenn ω_∞ nach Null bzw. nach Unendlich geht.

Wir wollen nun ein Bandpaß-T-Glied entwerfen, dessen Wellendämpfung im unteren Sperrbereich einen Pol hat und im oberen Sperrbereich mit wachsender Frequenz unendlich groß wird (Abb. 12). Zu diesem Zwecke schalten wir ein Glied nach Abb. 8 mit einem nach Abb. 11 in Kette.

Hierfür wird mit $1/C_1 = \omega_{g1} \omega_{g2} \mathfrak{L}_1$:

$$\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 = \left(j \omega \frac{n}{m} L_1 + \frac{1}{j \omega n m C_1} \right) \left(j \omega L_1 + \frac{1}{j \omega C_1 / n^3} \right) = \frac{n}{m} \mathfrak{Z}_T^2$$

⁶⁾ Vgl. Feldtkeller, l. c. S. 121 u. 123.

Nach Gleichung (14) ist also $k = \frac{n}{m}$ und dies ist tatsächlich eine reelle frequenzunab-

hängige Größe. Es gilt also das in Abb. 6 dargestellte der Kettenschaltung äquivalente T-Glied. Den Aufbau des Gliedes und die Formeln für die Schaltelemente zeigt Abb. 12. Schalten wir ein Glied nach Abb. 9 mit einem nach Abb. 10 in Kette, dann wird

$$\Re_1 \Re_2 = m \cdot n \mathcal{Z}_T^2; k = m \cdot n$$

Abb. 13 zeigt Dämpfungsverlauf und Aufbau des äquivalenten T-Gliedes.

Auf diese Weise kann man noch viele andere Bandpaß-Filterglieder in T-Schaltung, deren Wellenwiderstand gleich \mathcal{Z}_T ist, ableiten. Eine Kettenschaltung von Gliedern nach Abb. 8 und 9 gibt den beiderseitig verstellerten Bandpaß, dessen beide Polfrequenzen im allgemeinen nicht zu ω_0 frequenzreziprok zu sein brauchen. Läßt man sie nach Null bzw. ∞ gehen, dann erhält man das gewöhnliche Grundfilter. Die wichtigsten Fälle findet man bei van der Pol und Weijers, Philips Technische Rundschau 1. Jahrg. (1936), H. 11, zusammengestellt.

* * *

Über die magnetischen Vorgänge in Tonträgern und Magnetköpfen von Magnettongeräten

Inhaltsangabe

- I. Die Magnetik des Tonträgers.
- II. Die statische Kennlinie des HF-Verfahrens.
- III. Die Entmagnetisierung.
- IV. Der Magnetkopf.
- V. Das Rauschen.
- VI. Zusammenfassung.

Nach der ausgezeichneten Bewährung der Magnettongeräte im Rundfunkstudio eröffnen sich dem magnetischen Tonspeicherverfahren infolge der hervorragenden Qualität der Tonwiedergabe weitere Anwendungsgebiete im Tonfilm, im Telefondienst und vor allem als Musikgerät im Heim. Die Güte der Wiedergabe ist einerseits von der Gleichmäßigkeit des Tonträgertransportes und andererseits von den physikalischen Eigenschaften der Magnetköpfe und des Tonträgers abhängig. Die folgenden Untersuchungen sollen sich möglichst allgemein, ohne verfahrens- oder gerätetechnische Bindung mit der Magnetik des Tonträgers, den Vorgängen im magnetischen Spaltfeld der Köpfe und den Rauschverhältnissen des Verfahrens beschäftigen.

Grundlegend für die Beurteilung eines Tonspeichersystems ist die Frequenzkurve der wiedergegebenen Hörkopf-EMK, zu deren Messung ein Tonträger mit konstant gehaltenen Schreibamplitude beschriftet wird. Abb. 1 zeigt eine solche Kurve, bei der jedoch, um von der zufällig verwendeten Tonträgergeschwindigkeit v unabhängig zu sein, die Hörkopf-EMK über der jeweils auf dem Tonträger aufgezeichneten Halbwellenlänge, $\lambda/2 = v/2f$ aufgezeichnet wurde. Im Verlauf dieser Kurve lassen sich zwei Bereiche unterscheiden. Im langwelligen Bereich I wächst die Hörkopf-EMK entsprechend dem Induktionsgesetz um 6 db. pro Oktave an. Aus der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses ergibt sich die in den n -Windungen des Kopfes induzierte Spannung zu:

$$E_{\text{eff}} = \pi \sqrt{2} \frac{v}{\lambda} B_r \cdot F \cdot n \cdot 10^{-8} \text{ [Volt]} \quad (1)$$

Mit kürzer werdender Wellenlänge fällt infolge der wachsenden Entmagnetisierung und des steigenden Einflusses der endlichen Spaltbreite die induzierte Spannung gegenüber den Werten der Gleichung (1) erheblich ab (Bereich II). An Stelle der Leerlaufspannung kann grundsätzlich auch der Kurzschlußstrom gemessen werden, der entsprechend dem elementaren Zusammenhang zwischen Strom und Magnetfluß, im Bereich I einen konstanten Verlauf und im Bereich II einen abfallenden Verlauf haben würde. Bei vorgegebenem Frequenzbereich einer Tonspeicheranlage ist die

notwendige Tonträgergeschwindigkeit von dem Abfall der Wellenlängenkurve im Bereich II abhängig.

Die wiedergegebene Hörfopf-EMK liegt bei der 6,5 mm breiten Normalspur höchstens in der Größenordnung von einigen Millivolt, so daß ihre Größe neben dem Frequenzgang mit Rücksicht auf den Verstärkeraufwand von großer Bedeutung ist. Abgesehen von der elementaren Ab-

hängigkeit der wiedergegebenen Spannung von der Windungszahl auf dem Magnetkopf und der Spurbreite ist ihre Größe im wesentlichen von der Remanenz des Tonträgers und von dessen wirksamem Querschnitt, d. h. dem von dem magnetischen Streubereich des Spaltes erfaßten Anteil der Tonträgerschicht, abhängig.

Maßgeblich für die Güte der Wiedergabe ist weiterhin die Linearität der Aufzeichnung und deren Dynamik, die beide ebenfalls Eigenschaften des Tonträgermaterials sind. Bei der Bemessung des Tonträgers muß auch dessen Löschfähigkeit berücksichtigt werden. Bei der allgemein verwendeten HF-Löschung verursachen die quadratisch mit dem notwendigen Löschfeld anwachsenden Eisenverluste einen nicht unerheblichen Aufwand an Schaltmitteln zur Erzeugung des HF-Stromes. Dieses Löschfeld ist von der Koerzitivkraft des magnetischen Tonträgermaterials abhängig, so daß man aus diesem Grund untern über eine Koerzitivkraft von 300 Oerst. hinausgeht.

I. Die Magnetik des Tonträgers

Die „wahren“ magnetischen Kennwerte eines Materials werden im magnetischen geschlossenen Kreis gemessen. Bei den meist pulverförmigen Ausgangsmaterialien für Tonträger befinden sich Luftspalte zwischen den Partikeln, so daß an einer solchen Probe nur die „scheinbaren“ Magnetisierungswerte gemessen werden können. Diese innere Entmagnetisierung ist von der Packung und der Form der Teilchen abhängig und tritt bei den magnetischen Vorgängen als konstante Größe, deren Wert somit eine Tonträger Eigenschaft darstellt, in Erscheinung. Zur Beurteilung eines Tonträgermaterials genügt es daher unter bestimmten Voraussetzungen die scheinbare Remanenz B_r und die Koerzitivkraft zu messen. Um weiterhin die Linearität und die Aussteuerung prüfen zu können, ist es zweckmäßig, die Remanenz als Funktion des magnetisierenden Feldes zu messen. Abb. 2 zeigt eine solche Kurve, bei der entsprechend dem Schreibvorgang bei dem Gleichstromverfahren die Meßprobe zunächst magnetisch gesättigt und anschließend in Stufen rückmagnetisiert wurde. Die Messung der Remanenz erfolgte ballistisch nach einem Abziehverfahren.

Zur Bestimmung der Koerzitivkraft wurde außerdem der Nulldurchgang der Magnetisierungskurve im 2. Quadranten aufgenommen. Auf Grund der verwendeten Meßmethode, bei der die Probe nach dem Abziehen von der Induktionsmeßspule im magnetischen Feld verbleibt, ergibt sich die Magnetisierungskoerzitivkraft H_c . Mit Rücksicht auf die pulverförmigen Materialien ist es besonders vorteilhaft, diese Definition zu verwenden, da ihr Wert von der Entmagnetisierung unabhängig ist.

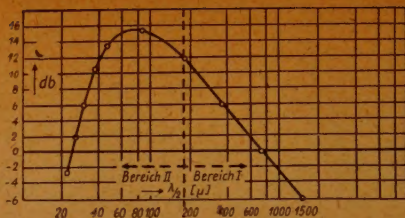


Abb. 1 Frequenzkurve der relativen Hörfopf-EMK eines Magnetongerätes

Die Remanenzwerte der pulverisierten Materialien hängen naturgemäß stark von der Packung des Materials ab. Da innerhalb einer Trägerschicht von jedem Material nur das gleiche Volumen untergebracht werden kann, muß bei dem Vergleich verschiedener Materialien der Remanenzwert pro Volumeneinheit angesetzt werden. Die Koerzitivkraft ändert sich nur bei extrem feiner Pulverisierung des magnetischen Materials. So hat z. B. auf chemischem Wege erzeugtes pyrophores Eisen, bei dem die Körnung bereits in der Größe der Weiss'schen Bezirke liegt, eine wesentlich größere Koerzitivkraft als gewöhnliches Eisen [2].

Nach der beschriebenen Methode lassen sich aus der großen Menge von Eisenoxiden, pyrophoren Eisen, sowie Drahtmaterialien geeignete Ausgangsmaterialien für den

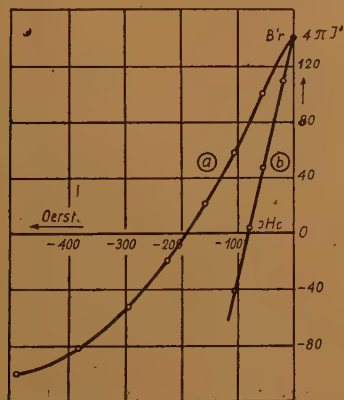


Abb. 2 Remanenz B_r' eines Magnetitstabes ($\rho_t = 1 \text{ g/ccm}$) als Funktion der rückmagnetisierenden Feldstärke (a) und Magnetisierungskennlinie. (b)

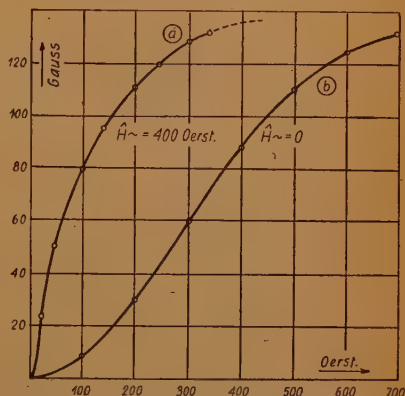


Abb. 3 Remanenzkurven eines Magnetitstabes ($\rho_t = 1 \text{ g/ccm}$) mit zusätzlicher Wechselfeldmagnetisierung

Tonträger aussuchen. Bei dem üblicherweise verwendeten Magnetit können Remanenzen von rd. 250 Gauß erreicht werden, wobei dieser Wert technologisch von der erreichbaren Dichte des Magnetitpulvers in der Schicht abhängig ist. Durch andere Eisensorten kann der Remanenzwert höchstens 3–4mal vergrößert werden, wesentlich größere Remanenzen lassen sich jedoch nur mit massiven Materialien erreichen, die jedoch die weiter unten beschriebenen Nachteile haben. Der Wert der Koerzitivkraft, der bei Magnetit etwa 80 Oerst. beträgt, kann vergrößert werden und bringt dann die zu erwartende Verbesserung der Hörfeld-EMK bei den höheren Frequenzen.

II. Die statische Kennlinie des HF-Verfahrens

Die Anwendung einer zusätzlichen Wechselspannung zur Gleichfeldmagnetisierung ist aus der Meßtechnik der idealen Magnetisierungskurve bekannt und wird dort verwendet, um eine magnetische Kennlinie zu erhalten, die für gewisse Untersuchungen frei von dem störenden Einfluß der Hysteresis ist. Im folgenden soll versucht werden, die Verhältnisse bei dem HF-Verfahren mit Hilfe der Kennlinien darzustellen, die nach einem ähnlichen Verfahren aufgenommen werden.

Zur Messung der Remanenz wird die entmagnetisierte Probe des zu untersuchenden Materials in einem Gleichfeld bei zusätzlicher Anwendung eines Wechselfeldes magne-

tisiert, wobei letzteres vor dem Abschalten des Gleichfeldes stetig gegen Null geregelt wird. Die in Abb. 3 dargestellten Remanenzwerte der Kurve (a) wurden an einem Magnetitstab in Abhängigkeit von der Gleichfeldmagnetisierung bei konstanter Wechselfeldamplitude gemessen. Kurve (b) gibt die entsprechenden Remanenzen ohne zusätzliches Wechselfeld wieder, woraus hervorgeht, daß die Remanenzkurve unter dem Einfluß des zusätzlichen Wechselfeldes erheblich steiler und linearer wird. Die Abhängigkeit der Remanenz von der Größe des zusätzlichen Wechselfeldes für verschiedene Gleichfelder zeigt Abb. 4. Der günstigste Wert des Wechselfeldes ist nach dieser Kurve unabhängig vom Gleichfeld und oberhalb einer bestimmten Größe unkritisch. Eine Begrenzung der anzuwendenden HF-Vormagnetisierung tritt jedoch dynamisch durch folgenden Vorgang ein. Im Gebiet der höheren Tonfrequenzen ändert sich die Phase des Schreibstromes bereits während des Durchlaufes eines Tonträgerpartikels durch den Spalt. Wie L ü b e c k [4] nachweisen konnte, treten hierbei amplitudenabhängige Verzerrungen auf, da das Teilchen auf dem abfallenden Ast der Spaltkurve einer rückläufigen Magnetisierung ausgesetzt wird. Aus diesem Grund muß man bei dem Gleichstromverfahren den Schreibstrom bei den höheren Frequenzen erheblich verkleinern, was bei dem HF-Verfahren nicht notwendig ist. Die Erklärung für diese Verbesserung folgt aus der Überlegung, daß für den Schreibvorgang die Überlagerung zweier Spaltkurven maßgeblich ist, denn nach Abb. 4 entsteht eine Aufzeichnung nur durch das Zusammenwirken einer genügend großen NF- und HF-Amplitude. Die Flanken der Spaltkurve werden bei dem HF-Verfahren somit erheblich steiler, so daß die genannten Verzerrungen sehr gering werden. Die Voraussetzung für diese Verkleinerung der effektiven Spaltbreite ist eine HF-Amplitude, deren Wert den steilen Teil der Kurven in Abb. 4 nicht überschreiten soll. Erfahrungsgemäß muß die HF-Vormagnetisierung gegenüber dem günstigsten Wert bei tiefen Frequenzen, bei der Aufzeichnung höherer Frequenzen kleiner gewählt werden.

Ein Vergleich der in Abb. 3 dargestellten HF-Kennlinie mit der Remanenzkurve der Abb. 2 zeigt, daß beide Kurven den gleichen Maximalwert und annähernd gleiche Steilheit haben. Man kann sich also bei der Beurteilung eines Tonträgermaterials auf die Aufnahme der Gleichstromkennlinie beschränken. Zu berücksichtigen ist hierbei, daß sich die HF-Kennlinie symmetrisch in das Gebiet negativer H-Werte fortsetzt, wodurch sich für den HF-Betrieb günstigere Aussteuerungsbedingungen ergeben.

III. Die Entmagnetisierung

Die Größe des entmagnetisierenden Feldes ist vom Magnetisierungszustand des Materials und vor allem von der Form des aufgezeichneten Magneten, also von dessen Länge und Dicke abhängig. Die numerische Bestimmung des Form- oder Entmagnetisierungsfaktors N ist äußerst schwierig. Empirisch gefundene Zusammenhänge zwischen der aufgezeichneten Wellenlänge und der von der Entmagnetisierung verursachten Schwächung der Hörkopf-EMK befinden sich in einer Arbeit von L ü b e c k [4]. Während mit dünner werdender Trägerschicht die Entmagnetisierung erheblich verringert wird, hat das Verschmälern der Spurbreite, solange nicht extrem schmale Spuren von der Größenordnung der Wellenlänge verwendet werden, keinen Einfluß auf die Entmagnetisierung. Der Grund hierfür folgt aus der Überlegung,

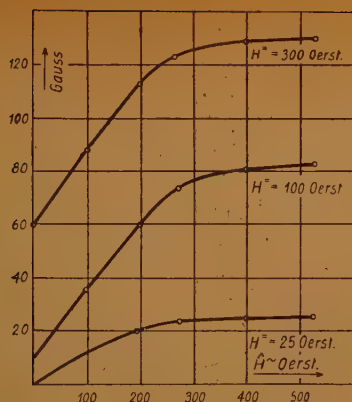


Abb. 4 Abhängigkeit der Remanenz von der Wechsel-
feldmagnetisierung für verschiedene konstante
Gleichfelder

Zusammenhang zwischen den magnetischen Kennwerten und dem Entmagnetisierungsfaktor herstellt. Der Magnetisierungszustand, der sich infolge der rückläufigen Kraftlinien einstellt, ergibt sich näherungsweise aus dem Schnittpunkt der Entmagnetisierungsgeraden und der Hysteresiskurve im 2. Quadranten, die für die Rechnung durch eine Gerade mit der Steilheit $4\pi\kappa = \mathfrak{B}_r/3\mathfrak{H}_c$ angenähert werden soll. ($4\pi I_r = \mathfrak{B}_r$) Mit Hilfe einer einfachen analytischen Betrachtung, wobei zur Vereinfachung $N/4\pi = D$ gesetzt wird, erhält man für den Schwächungsfaktor δ , d. h. dem Verhältnis der scheinbaren zur wahren Remanenz:

$$\delta = \frac{\mathfrak{B}_r^2}{\mathfrak{B}_r} = \frac{1 - D}{1 + 4\pi\kappa \cdot D} \quad (2)$$

Der Einfluß der Entmagnetisierung wird also um so geringer, je kleiner das Verhältnis $\mathfrak{B}_r/\mathfrak{H}_c$ gewählt wird. Hierbei muß jedoch berücksichtigt werden, daß der Größe der Koerzitivkraft durch die Löschfähigkeit eine Grenze gesetzt wird, und daß mit der Verkleinerung des Remanenzwertes eine Verringerung der Hörfeld-EMK im gesamten Frequenzgebiet verknüpft ist.

Der beträchtliche Einfluß, des Entmagnetisierungsfaktors, der sich in einem Abfall der aufgezeichneten hohen Frequenzen auswirkt, kann durch den bekannten Kunstgriff der Pulverisierung des Trägermaterials verbessert werden [6]. In diesem Fall tritt zu der veränderlichen, von der Wellenlänge abhängigen äußeren Entmagnetisierung eine konstant bleibende innere Entmagnetisierung. Ordnet man einem einzelnen Teilchen eines solchen Tonträgers den Entmagnetisierungsfaktor N_i und die Magnetisierung I zu, so ergibt sich das innere rückläufige Feld zu $-\mathfrak{H}_{ei} = -N_i \cdot I$. Dieses Feld wird durch das entmagnetisierende Feld des gesamten Magneten vergrößert, das durch $-\mathfrak{H}_{ea} = N_a \cdot I_t$ gegeben ist. Der Zusammenhang zwischen den Magnetisierungen I_t und I wird näherungsweise durch das Verhältnis der Gesamtdichte zu

der des Partikels ρ_t/ρ und durch den Schwächungsfaktor δ_i , der die innere Entmagnetisierung berücksichtigt, hergestellt. Für das gesamte entmagnetisierende Feld ergibt sich also der folgende Ausdruck:

$$-\mathfrak{H}_e = -\mathfrak{H}_{el} - \mathfrak{H}_{ea} = -(N_i + \rho_t/\rho \cdot \delta_i \cdot N_a) \cdot I \quad (3)$$

Hieraus folgt also, daß bei den pulverförmigen Materialien der Frequenzgang der Hörfopf-EMK erheblich verbessert wird, denn der von der Wellenlänge abhängige äußere Anteil der Entmagnetisierung tritt nur noch zu einem Bruchteil in Erscheinung. Diese geringeren Entmagnetisierungsverluste haben, wie weiter unten dargestellt, eine verbesserte Dynamik zur Folge, die außerdem durch günstigere Aussteuerverhältnisse vergrößert wird, denn die Magnetisierungskennlinie wird durch Scherung gestreckt.

IV. Der Magnetkopf

Das Bindeglied zwischen den elektrischen und magnetischen Vorgängen bei der Aufnahme und Wiedergabe ist der Magnetkopf. Von allen Formen hat sich der von Schüller [1] angegebene Ringkopf am besten bewährt. Der Kern dieses Kopfes ist in der üblichen Art lamelliert und besteht aus einem Material möglichst großer magnetischer Leitfähigkeit bei geringen Verlusten. Der Ring wird aus zwei Hälften derart zusammengesetzt, daß einerseits der Arbeitsspalt und andererseits ein Entmagnetisierungsspalt entsteht, wobei letzterer durch die Scherung die Remanenz des Kernmaterials verkleinern soll [4]. Sprech- und Hörfopf haben magnetisch einander ähnliche Anforderungen zu erfüllen und unterscheiden sich bei dem HF-Verfahren nur im Einfluß der Spaltbreite auf die Tonübertragung. Wie bereits dargestellt, erfolgt infolge der HF-Vormagnetisierung die Tonaufzeichnung nur in einem Teil der Spaltfeldkurve. Die Spaltbreite kann daher im Sprechkopf größer gewählt werden, wodurch infolge der größeren Ausdehnung des Spaltfeldes eine gleichmäßigere Magnetisierung erzielt wird.

Für die Tonaufzeichnung ist das Feld in der Umgebung des Arbeitsspaltles von Interesse, das für einen ideal leitenden Kern in der Abb. 5 dargestellt wurde [7]. Mit der Annahme, daß die Feldstärke über der Spaltmitte in der y-Richtung von dem Wert \mathfrak{B}_k ausgehend mit der Funktion $g(y)$ abnimmt, ergibt sich der Fluß zu:

$$\phi = z \cdot \int_0^{\infty} \mathfrak{B}_k g(y) dy = \mathfrak{B}_k \cdot F_m, \quad (4)$$

wobei $\mathfrak{B}_k F_m$ den durch Quadrierung gefundenen maximalen Wert des aus dem Spalt streuenden Kraftflusses darstellt. Dieser Fluß soll nach beiden Seiten mit der Funktion $G(x)$ abnehmen, dann ergibt sich der Fluß an der Stelle x zu:

$$\phi_x = \mathfrak{B}_k F_m \cdot G(x) \quad (5)$$

Durch diese Beziehung wird der Fluß in jeder beliebigen Querschnittsebene des Tonträgers mit der leicht berechenbaren Feldstärke \mathfrak{B}_k im Kern verknüpft. Da das

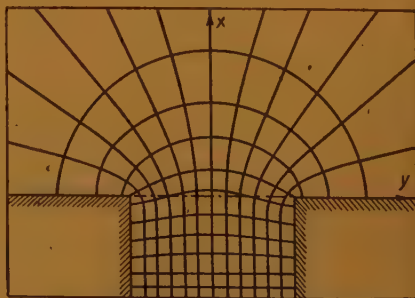


Abb. 5 Feldlinienbild eines idealen Spaltles

Spaltfeld unabhängig vom Ursprungsort der magnetomotorischen Kraft ist, gelten die Überlegungen sowohl für den Sprechkopf als auch für den Hörkopf.

Zur Berechnung der Hörkopf-EMK soll das gleiche Verfahren verwendet werden, das zur Berechnung von magnetischen Kreisen mit Dauermagneten dient [5]. Der Teil des Tonträgers, der sich im Streutereich des Spaltes befindet und der die magnetische Weglänge l_m haben soll, liefert die Durchflutung:

$$\Theta = \mathfrak{H}_c \cdot l_m \quad (6)$$

Zur Vereinfachung soll angenommen werden, daß alle Kraftlinien in den Kopf eintreten. Den Fluß ϕ erhält man dann, wenn man die Durchflutung durch die Summe aller Widerstände im magnetischen Kreis dividiert. Dieser gesamte Kreiswiderstand setzt sich aus dem im Streubereich liegenden Tonträgerwiderstand und dem vom Tonträger aus gesehenen Widerstand R_{mk} des Magnetkopfes zusammen. R_{mk} berechnet sich seinerseits aus der Parallelschaltung des vorderen Spaltwiderstandes und dem Widerstand des Ringkernes einschließlich dem des hinteren Spaltes. Es ergibt sich somit ein Fluß: (Index t bezieht sich auf den Tonträger)

$$\phi = \frac{\mathfrak{H}_c \cdot l_m}{l_m / \mu_t F_t + R_{mk}}$$

Führt man in diese Gleichung das vom Tonträger erfaßte Tonträgervolumen ein, so ergibt sich:

$$\phi = \frac{\mathfrak{B}_r \cdot V}{l_m + \mu_t F_t R_{mk}}$$

Das gesamte magnetische Moment $\mathfrak{B}_r \cdot V = \phi \cdot l$ ergibt sich aus der Summierung der einzelnen Größen $\phi x dx$, woraus auch die einzusetzende magnetische Länge l_m folgt. Berücksichtigt man weiterhin, daß die remanente Induktion längs des Tonträgers moduliert ist und bezüglich des spaltfesten Koordinationssystems durch

$$\mathfrak{B}_r = \mathfrak{B}_{rmax} \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - vt)$$

gegeben ist, so folgt:

$$\phi = \frac{F_m \mathfrak{B}_{rmax} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - vt) G(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} G(x) dx + \mu_t F_m R_{mk}} \quad (7)$$

Bezüglich der Verteilerfunktion $G(x)$ kann man die folgenden Annahmen machen:

a) Die Tonträgerschicht ist so dick, daß der Spaltfluß vollständig erfaßt wird. Man kann dann, wie aus Abb. 5 hervorgeht, die Verteilung des Flusses in der x -Richtung annähernd durch eine e-Funktion

$$\begin{aligned} G(x) &= e^{ax} \text{ für } x < 0 \\ G(x) &= e^{-ax} \text{ für } x > 0 \end{aligned}$$

darstellen.

b) Die Tonträgerschicht ist dünn gegenüber der Spaltbreite, dann liegt nahezu eine rechteckige Spaltform vor, so daß

$$G(x) = 0 \text{ für } |x| \geq |s/2|$$

$$G(x) = 1 \text{ für } |x| < |s/2|$$

Die Durchführung der Integration liefert im Fall:

$$a) \quad \phi = \frac{F_m \mathfrak{B}_r \frac{2a}{a^2 + (2\pi/\lambda)^2}}{2/a + \mu_t F_m R_{mk}} \cos \omega t = \beta_1 \phi_m \cos \omega t \quad (8)$$

$$b) \quad \phi = \frac{F_t \mathfrak{B}_r \frac{\lambda}{\pi} \sin \frac{\pi s}{\lambda}}{S + \mu_t F_t R_{mk}} \cos \omega t = \beta_2 \phi_t \cos \omega t \quad (9)$$

Die Hörfopf-EMK folgt aus diesen Gleichungen zu:

$$F_{\text{eff}} = \beta \sqrt{2} \pi \frac{v}{\lambda} F \cdot \mathfrak{B}_r \cdot 10^{-8} [\text{Volt}] \quad (10)$$

Der Vergleich obiger Gleichung mit der Formel (1) ergibt, daß der Faktor β die Verluste durch die endliche Spaltbreite wiedergibt. Für einen ideal leitenden Hörfopf-kern wird $R_{mk} = 0$ und dieser Schwächungsfaktor vereinfacht sich zu:

a) für den Exponentialspalt

$$\beta'_1 = \frac{a^2}{a^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} \quad (11)$$

b) für den Rechteckspalt

$$\beta'_2 = \frac{\lambda}{\pi s} \sin \frac{\pi s}{\lambda} \quad (12)$$

Diese vereinfachten Formeln für den Schwächungsfaktor sind identisch mit den Spaltfunktionen, wie sie von L ü b e c k [4] für den Rechteckspalt und von L i o c h t e - N a r a t h [8] für den Frequenzgang der Tonfilmaufzeichnung abgeleitet wurden. Es ist an der nicht vereinfachten Form der Gleichung (8) und (9) bemerkenswert, daß im Nenner zur Spaltbreite ein additives Glied von der Dimension einer Länge hinzutritt, das die Wirkung einer Spaltverbreiterung hat. Dieses Glied läßt sich so umformen, daß die Abhängigkeit der scheinbaren Spaltverbreiterung von dem Verhältnis des Kopfwiderstandes R_{mk} zu dem des Tonträgers R_{mT} hervortritt, so daß

man im Nenner der Gleichungen (8 und 9) den Ausdruck $s \left(1 + \frac{R_{mk}}{R_{mT}}\right)$ erhält. Da

R_{mk} im wesentlichen von dem Widerstand des Arbeitsspaltcs bestimmt wird, muß man unter Berücksichtigung der Tonträgerpermeabilität die im Kopfkern befindlichen Spaltflächen genügend groß gegenüber der Schichtdicke machen.

Eine weitere scheinbare Spaltverbreiterung wird ferner durch die Streuung der Kraftlinien zwischen Kopf und Tonträger verursacht. Berücksichtigt man, daß nur der Bruchteil σ der Kraftlinien in den Kopfkern eintritt, so errechnet sich nach einem ähnlichen Verfahren für einen Rechteckspalt der folgende Schwächungsfaktor:

$$\beta_3 = \frac{\frac{\lambda}{\pi} \sin \frac{\pi s}{\lambda}}{s/\sigma + \mu_t F_t R_{mk}} \quad (13)$$

Ein Vergleich der oben dargestellten Fälle der verschiedenen Schichtdicke des Tonträgers bezüglich der abgegebenen Spannung ergibt, daß der größere wirksame Querschnitt der dickeren Schicht im Bereich 1 die größere Spannung liefern muß. Setzt man auf Grund des Kraftlinienbildes den Steilheitsfaktor näherungsweise mit $a = 1/s$ in Gleichung 11 ein, so stellt man fest, daß bereits von kleinen Verhältnissen der Spaltbreite zur Wellenlänge an, ein zunehmender Schwächungsfaktor auftritt. Bei der dünnen Schicht wird demgegenüber wegen der zunächst nur geringen Abweichung der sin-Funktion von ihrem Argument, die Spannung in einem großen Bereich nur wenig geschwächt und nimmt erst nach Überschreiten eines Größtwertes steil ab. Berücksichtigt man in diesem Zusammenhang, daß der Formfaktor der Entmagnetisierung bei dickeren Schichten größer wird, so ergeben sich bei diesen ungünstigen Eigenschaften für die Speicherung höherer Frequenzen.

Im allgemeinen liegen die praktisch verwendeten Tonträgerschichten in der Größenordnung der Spaltbreite. Infolge der die Kraftlinien sammelnden Wirkung der magnetischen Schicht wird das Feld über dem Spalt stärker der rechteckigen Form angenähert. Man kann sich daher bei diesen Schichtdicken das Spaltfeld aus einem konstant verlaufenden Teil, der nach beiden Seiten exponentiell abfällt, dargestellt denken, wobei der Steilheitsfaktor des exponentiellen Teiles von der Tonträgerpermeabilität und der Schichtdicke abhängig ist. Für diesen Fall kann man auf Grund der bereits dargestellten Analogie zur Theorie der Tonfilmaufzeichnung, die dort unter Berücksichtigung des Diffusionslichthofes berechneten Spaltfunktionen auf das magnetische Verfahren übertragen¹⁾. Auf Grund dieser Darstellung hat es bei einem gegebenen a -Wert, der somit eine Eigenschaft des verwendeten Tonträgers ist, keinen Zweck, eine bestimmte Spaltbreite zu unterschreiten.

V. Das Rauschen

Das Rauschen des Tonträgers ist von verschiedenen Ursachen, wie z. B. von der Korngröße des magnetischen Trägermaterials, deren Dichteverteilung, der Oberflächenbeschaffenheit und von dem magnetischen Zustand des Tonträgers abhängig. Der HF-gelöschte Tonträger hat infolge seines nicht magnetisierten Zustandes den geringsten Störpegel, der bezogen auf die obere Aussteuergrenze als Ruhedynamik bezeichnet wird. Das Rauschen des gleichstromgelöschten, also magnetisierten Tonträgers erhöht sich gegenüber dem HF-gelöschten um etwa 15–20 db. Da auch der besprochene Träger magnetisiert ist und somit einen stärkeren Rauschhintergrund hat, definiert man weiterhin die Betriebsdynamik, wobei das Rauschen eines Tonträgers gemessen wird, der mit einem dem Modulationsmittel entsprechenden Gleichstrom beschrieben wurde. Bei den üblichen Tonbändern kann man mit Hilfe des HF-Verfahrens eine Ruhedynamik von etwa 70 db. und eine Betriebsdynamik von etwa 55 db erreichen.

¹⁾ Vergl. Lichte-Narath, Physik und Technik des Tonfilms 1945 S. 258

Das Rauschen, das als Folge der wechselnden Güte des magnetischen Kontaktes zwischen Tonträger und Kopf auftritt, läßt sich naturgemäß kaum erfassen. Die Oberflächenbeschaffenheit des Tonträgers ist hierbei von entscheidender Bedeutung. Die Dichteverteilung und das daraus sich ergebende Rauschen läßt sich dagegen mit Hilfe statistischer Methoden erfassen. Nach einem bekannten Gesetz der Wahrscheinlichkeitsrechnung ist in einem gegebenen Volumen das mittlere Schwankungsquadrat der Teilchenzahl der mittleren Anzahl der Teilchen proportional, mit dessen Hilfe im folgenden ein einfacher Ansatz für die Schwankung des magnetischen Flusses aufgestellt werden soll.

Der Ableitung soll die Teilchenzahl in einem Tonträgerabschnitt vom Querschnitt $F = d \cdot z$ und der Länge einer Spaltbreite zugrundegelegt werden. Die Zahl der Teilchen läßt sich aus diesem Volumen und dem der kugelförmig angenommenen Partikel (Radius r) mit Hilfe ihres Dichteverhältnisses ρ_t/ρ berechnen. Die Magnetisierung soll unter Berücksichtigung der inneren Entmagnetisierung $4\pi I' r = 3r'$ betragen. Aus der Summe der einzelnen magnetischen Momente der Teilchen, dividiert durch die Magnetlänge s (Spaltbreite), ergibt sich der Fluß, der also der Teilchenzahl proportional ist. Dementsprechend folgt die mittlere Schwankung des Flusses zu:

$$\Delta \phi = 4\pi I' r \sqrt{\frac{4/3 \pi r^3 F}{s} \cdot \frac{\rho_t}{\rho}} \quad (14)$$

Legt man diese statistische mittlere Schwankung des Flusses den Betrachtungen über den Einfluß der verschiedenen Variablen auf das Rauschen eines Tonträgers zugrunde, so erhält man unter Berücksichtigung der Signalspannung folgende Ergebnisse:

1. Bezüglich der Spurbreite und der Dicke des Tonträgers ergibt sich der bekannte Zusammenhang, daß die Dynamik der Wurzel aus diesen beiden Größen proportional ist. Bei der Variation der Schichtdicke muß außerdem der Spaltfeldeinfluß und die sich ändernde äußere Entmagnetisierung beachtet werden.
2. Die Dynamik ist der Wurzel aus der Dichte ρ_t/ρ des Tonträgers proportional. Hierdurch wird einer zu weit gehenden Verdünnung des Trägermaterials, die sich nach Kap. V günstig auswirken würde, eine Grenze gesetzt. Grundsätzlich ist zu beachten, daß der Verlust an Remanenz durch die innere Entmagnetisierung das Rauschen und das Signal im gleichen Maß verkleinert, während demgegenüber die äußere Entmagnetisierung nur das Signal verringert. Die massiven Tonträgermaterialien liefern daher eine geringere Dynamik als solche aus pulverisiertem Material, bei denen zwischen dem Dynamikverlust durch die geringere Dichte und den günstigeren Entmagnetisierungsverhältnissen ein geeigneter Kompromiß gefunden werden kann.
3. Die mittlere Schwankung ist der Wurzel aus der Spaltbreite umgekehrt proportional. Berücksichtigt man in diesem Zusammenhang, daß es gemäß Kap. V eine minimale Spaltbreite gibt, so ist die Unterschreitung dieser Grenze auch bezüglich des Rauschens ungünstig.

4. Der beträchtliche Einfluß der Partikelgröße wirkt sich auch auf das unterschiedliche Rauschen eines mit Gleichstrom und mit HF gelöschten Tonträgers aus. Im ersten Fall ist das gesamte Teilchen magnetisiert und verursacht in seiner ganzen Größe das Rauschen. Nach der HF-Löschung sind diese dagegen entmagnetisiert so daß nur die magnetisch gesättigten Weiss'schen Elementarbezirke ein Rauschen induzieren können.

VI. Zusammenfassung

Die physikalischen Vorgänge auf dem Tonträger werden mit Hilfe statisch gemessener Kennlinien dargestellt, wobei die Vorteile der HF-Vormagnetisierung und der pulverförmigen Tonträgermaterialien besonders berücksichtigt werden. Ein Verfahren zur Auswahl geeigneter magnetischer Ausgangsmaterialien für Tonträger wird beschrieben. Der ungünstige Einfluß der äußeren Entmagnetisierung auf die Frequenzkurve der Hörkopf-EMK kann durch die innere Entmagnetisierung der pulverförmigen Tonträger verbessert werden. Die Spaltverluste werden rechnerisch aus den beiden Grenzfällen der rechteckigen und der exponentiellen Feldverteilungskurve ermittelt. Das Tonträgersrauschen wird im Hinblick auf die unregelmäßige Verteilung der magnetischen Partikel untersucht.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Schüller, Elektrotechn. Zeitschrift 56 (1935) S. 1219
- [2] F. Brailsford, Journ. of the Inst. of El. Eng. 96 (1948) S. 522
- [3] Braunmühl u. Weber, DRP 743 520
- [4] H. Lübeck, Akust. Zeitschr. 2 (1937) S. 273
- [5] K. Küpfmüller, Einführung in die theoret. Elektrotechnik
- [6] F. Pfeumer, DRP 649 510
- [7] G. Oberdorfer, Lehrbuch der Elektrotechnik Bd. II
- [8] H. Lichte u. A. Narath, Physik und Technik des Tonfilms

An unsere Postabonnenten

Endlich zieht die Post das Bezugsgeld
nicht mehr vierteljährlich, sondern monatlich ein!

Den Wünschen vieler unserer Postabonnenten, das Bezugsgeld für unsere Zeitschrift durch die Briefzusteller nicht vierteljährlich, sondern monatlich einzahlen zu lassen, konnten wir bisher zu unserem Bedauern nicht entsprechen, weil die postalischen Bestimmungen bei monatlich einmal erscheinenden Zeitschriften das quartalsweise Inkasso vorschrieben. Immer wieder sind wir bei der Deutschen Bundespost vorstellig geworden, um eine Änderung dieser nicht mehr zeitgemäßen Vorschrift zu erwirken. Unsere vielen Bemühungen haben endlich Erfolg gehabt! Der Bundesminister für das Post- und Fernmeldewesen hat jetzt verfügt, daß ab 1. April 1951 auch Zeitschriften zum Monatsbezug zugelassen sind, die nur monatlich einmal erscheinen. Der Briefzusteller wird daher erstmalig das Bezugsgeld für FUNK UND TON in der zweiten Hälfte März nur für April und dann regelmäßig weiter monatlich erheben.



Das ab April monatlich an die Post zu entrichtende Bezugsgeld
für FUNK UND TON beträgt DM 3,— zuzüglich Bestellgeld.

Die Zeitkonstante eines magnetischen Verstärkers

In der in Abb. 1 gezeigten Anordnung ist ein ohmscher Nutzwiderstand R_{\sim} unter Vorschaltung zweier Drosselspulen, deren Induktivität zusammen L beträgt, an eine Wechselspannung U gelegt. Erfahren die Drosseln über ein zweites Wicklungspaar durch den Gleichstrom J_{\sim} eine Vormagnetisierung, dann verkleinert sich ihre Induktivität, und der Strom J_{\sim} durch R_{\sim} steigt an. Die Spulen sind in dem Sinne gewickelt, daß die in den Gleichstromwicklungen induzierten Wechselspannungen gegeneinander wirken. Ist dann die in dem Widerstand umgesetzte Leistung größer als die zugeführte Gleichstrom-(Steuer-)Leistung, dann wirkt das Ganze als ein Verstärker (1).

Bei manchen Anwendungen wirkt es sich störend aus, daß der magnetische Verstärker eine gewisse Trägheit besitzt, d. h. daß nach Änderung der die Steuerwicklungen speisenden Gleichspannung eine bestimmte Zeit vergeht, bis auch der Wechselstrom seinen neuen Wert angenommen hat. Im folgenden wird der Versuch gemacht, die Größe dieser Einstellzeit zu berechnen. Da die der Rechnung zugrunde gelegten Annahmen zum Teil recht weitgehende Vereinfachungen der tatsächlichen Verhältnisse bedeuten, kann das Ergebnis nur Anspruch auf größenordnungsmäßige Gültigkeit erheben.

Zunächst soll die Wahl von R_{\sim} , also die Anpassung der Bürde, diskutiert werden, da dieser Wert für die Berechnung der Zeitkonstanten gebraucht wird.

Die Linie I der Abb. 2 zeigt angenähert den Effektivwert des Wechselstromes in Abhängigkeit vom Gleichstrom für den Fall des Kurzschlusses ($R_{\sim} = 0$). Ohne Vormagnetisierung ist

$$J_{\sim k} = J_0 = \frac{U}{\omega L_0}$$

(die Oberwellen werden vernachlässigt). Näherungsweise ist die Zunahme der Wechselstromamperewindungen ebenso groß wie die der Gleichstromamperewindungen (2) (unter Voraussetzung unendlich großer Permeabilität ist diese Beziehung für die arithmetischen Mittelwerte sogar exakt richtig (3) (4):

$$J_{\sim k} = J_0 + \ddot{u} J_{\sim} = \frac{U}{\omega L}$$

(L_0 = Induktivität ohne Vormagnetisierung, $\ddot{u} = w_{\sim}/w_{\sim} =$ Verhältnis der Windungszahlen von Gleich- und Wechselstromwicklung, L = Induktivität mit Vormagnetisierung). Den Quotienten $\beta = J_{\sim k}/J_0 = L_0/L > 1$ nennen wir Aussteuerungsgrad. Im folgenden werde angenommen, daß auch bei von 0 verschiedenem R_{\sim} (und da-

durch verkleinerter Wechselmagnetisierung) L die gleiche Abhängigkeit von J_- aufweist wie im Kurzschluß. Man erhält dann für den Wechselstrom

$$J_{\sim} = \frac{U}{\sqrt{R_{\sim}^2 + (\omega L)^2}} = \frac{U/\omega L_0}{\sqrt{a^2 + \frac{1}{\beta^2}}}$$

$a = R_{\sim}/\omega L_0$ werde Ausnutzungsfaktor genannt.

Die Nutzleistung*) beträgt

$$\begin{aligned} N_{\sim} &= R_{\sim} J_{\sim}^2 = \left(\frac{U}{\omega L_0} \right)^2 \cdot \frac{a \omega L_0}{a^2 + \frac{1}{\beta^2}} \\ &= \frac{U^2}{\omega L_0} \cdot \frac{1}{a + \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{\beta^2}} \end{aligned}$$

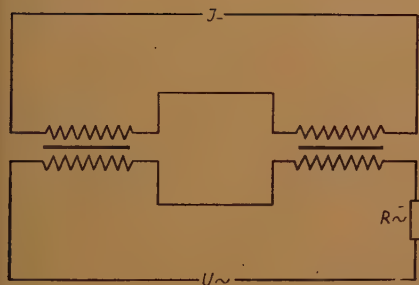


Abb. 1 Einfacher magnetischer Verstärker ohne Rückkopplung, bestehend aus zwei in Reihe geschalteten gleichstromvormagnetisierten Drosseln

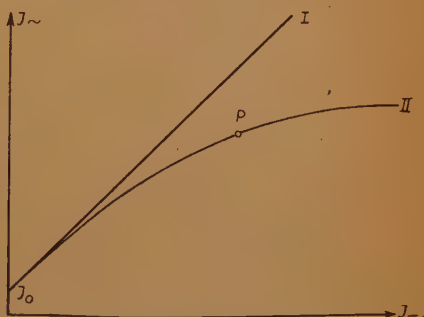


Abb. 2 Abhängigkeit des Wechselstromes J_{\sim} vom Gleichstrom J_- im Falle des Kurzschlusses $R_{\sim} = 0$ (I) und bei angepaßtem Widerstand R_{\sim} (II)

Dieser Ausdruck hat in Abhängigkeit von a und damit von R_{\sim} ein Maximum bei $a = \frac{1}{\beta} < 1$, d. h. $R_{\sim} = \omega L$.

Der Anpassungswiderstand ist also vom Aussteuerungsgrad abhängig. Dabei wird die Kennlinie II der Abb. 2, der ein Wert von $\beta = 10$ ($a = 0,1$) zugrunde gelegt ist, bis zum Punkt P ausgesteuert. Hier ist dann im Vergleich zum Kurzschlußfall

$$J_{\sim} = \frac{U}{\omega L \sqrt{2}} = \frac{J_{\sim k}}{\sqrt{2}}$$

Die Zeitkonstante des Steuerkreises beträgt $\tau = \frac{L_-}{R_-}$

Dabei ist L_- die Induktivität der Steuerwicklung, R_- der Gesamtwiderstand des Steuerkreises, der sich bei richtiger Anpassung zu gleichen Teilen auf Stromquelle und Steuerwicklung verteilt.

Die der Steuerwicklung zugeführte Leistung ist somit

$$N_{-} = \frac{R_{-}}{2} J_{-}^2; \text{ also } \tau = \frac{L_{-} J_{-}^2}{2 N_{-}} = \frac{E}{N_{-}}$$

($E = \frac{L_{-}}{2} J_{-}^2 =$ Energie des Magnetfeldes).

Man setzt nun $\frac{R_{\sim} J_{\sim}^2}{N_{-}} = V$ (Verstärkungsfaktor)

und $R_{\sim} = \alpha \omega L_0$ (s. o.) und erhält

$$\tau = \frac{L_{-} J_{-}^2 V}{2 \alpha \omega L_0 J_{\sim}^2}$$

Nun ist bei voller Aussteuerung $J_{\sim}^2 = \frac{J_{\sim k}^2}{2}$ und angenähert $J_{-} = \frac{1}{\ddot{u}} J_{\sim k}$. Ferner

setzen wir angenähert $L_{-} = \ddot{u}^2 L_0$.

Damit wird schließlich

$$\tau = \frac{\ddot{u}^2 L_0 \frac{1}{\ddot{u}^2} J_{\sim k}^2 V}{2 \alpha \omega L_0 \frac{J_{\sim k}^2}{2}} = \frac{V}{\alpha \omega} = \frac{V}{\omega} \cdot \beta$$

Zahlenbeispiel: $\beta = 10$, $V = 30$, $\omega = 314$ ($f = 50$ Hz): $\tau = 1$ sec. D. h. beim Anlegen der Gleichspannung erreicht der Steuerstrom seinen Endwert erst nach 2,5 sec auf 10 % und nach 5 sec auf 1 % genau.

Die obige Ableitung bestimmt nur die zeitliche Verzögerung zwischen Änderung der Steuerspannung und Einstellung des Steuerstromes. Da sicher noch eine endliche Zeit vergeht, bis nach Einstellung des Steuerstromes der Wechselstrom seinen Endwert erreicht, stellt die errechnete Zeitkonstante nur eine untere Grenze für die tatsächlich beim magnetischen Verstärker auftretende Verzögerung dar. Anschaulich ist die lineare Abhängigkeit der Zeitkonstanten vom Verstärkungsfaktor so zu deuten, daß zum Ansammeln einer bestimmten magnetischen Energie eine um so größere Zeit gebraucht wird, je kleiner die verfügbare Leistung ist. Dies macht es auch verständlich, daß in der abgeleiteten Beziehung die Abmessungen der Drosseln gar nicht enthalten sind.

Literatur

- [1] W. Geyger, Wiss. Veröff. Siemens-Werken 19 (1940), H. 4, S. 47.
- [2] W. Geyger, Arch. d. el. Übertr. 3 (1949), S. 165.
- [3] W. Krämer, ETZ 58 (1937), S. 1309, u. 59 (1938), S. 1295.
- [4] Th. Buchhold, Arch. El. 36 (1942), S. 221.

*) Der Begriff der Nutzleistung ist nur für $J_{\sim} \gg J_0$ eindeutig. Ist J_{\sim} nicht viel größer als J_0 , dann ließe sich darüber streiten, ob man dafür $R_{\sim} J_{\sim}^2$, $R_{\sim} (J_{\sim}^2 - J_0^2)$ oder $R_{\sim} (J_{\sim} - J_0)^2$ nimmt.

Automatische Dynamikregelung

I. Die Technik der automatischen Dynamikregler

1. Begriff und Notwendigkeit der Dynamikregelung

Unter Dynamik versteht man ganz allgemein das Verhältnis der größten zur kleinsten Amplitude einer zeitlich veränderlichen Größe. Im besonderen soll damit das Amplitudenverhältnis einer akustischen oder elektroakustischen Darbietung bezeichnet werden. Die Größe der Dynamik bei einer elektroakustischen Übertragung, deren Wert man in „db“ angibt, wird nach unten durch die Höhe der Amplitude des Störgeräusches und nach oben durch die zu übertragende Maximalamplitude begrenzt. Bei einer direkten akustischen Darbietung liegt die Maximalamplitude bei der vom Dirigenten bzw. Musiker beabsichtigten Lautstärke. So beträgt bei Orchesterkonzerten das Schalldruckverhältnis der leisesten zur lautesten Stelle oft 1:1000 (60 db). Die technischen Übertragungsanlagen können, mit Rücksicht auf einen wirtschaftlichen Betrieb, das natürliche Amplitudenverhältnis akustischer Vorgänge nicht bewältigen. Die größte Lautstärke ist z. B. beim Sender durch den maximalen Modulationsgrad, bei Schallplatten durch den zur Verfügung stehenden Rillenabstand gegeben. Andererseits darf die kleinste Lautstärke nicht beliebig klein gemacht werden, da immer ein Störgeräusch vorhanden ist, und der Ton durch den Verdeckungseffekt nicht mehr hörbar wäre. Man rechnet damit, daß die leisesten Stellen der Wiedergabe mindestens die doppelte Amplitude der Störungen haben sollen. Das Störgeräusch kann sich zusammensetzen aus dem Grundgeräusch des Orchesters und des Raumes (Zuhörer), der Übertragungsanlage (Brumm), dem Nadelgeräusch bei der Schallplattenwiedergabe, dem Grundgeräusch beim Magnetophon usw.

Nach dem CCIF-Weißbuch ist für Rundfunkübertragung bisher eine Dynamik von 1:100 (40 db) empfohlen worden. Ein neuer Vorschlag empfiehlt 1:200 (46 db). Aus der nachstehenden Tabelle ist ersichtlich, mit welchen Dynamikwerten bei akustischen Darbietungen und praktisch angewendeten Übertragungssystemen ungefähr zu rechnen ist:

| | Amplituden- verhältnis | „db“ |
|----------------------------------|---------------------------|-------|
| Unterhaltungsmusik, 6 Spieler .. | 1 : 70 | 37 |
| Großes Symphonieorchester | 1: 1000—1: 3000 | 60—70 |
| Direkte Mikrofonübertragung ... | 1 : 5 600 | 75 |
| Rundfunkübertragung | 1: 100—1: 200 | 40—46 |
| Lackplatte | 1 : 100 | 40 |
| Schellackplatte | 1 : 50 | 34 |
| Magnetophon..... | 1 : 1000 | 60 |
| Lichttonverfahren | 1: 100—1: 170 | 40—45 |
| Klartonverfahren..... | 1: 400 | 52 |

Der Tonmeister regelt nun bei Rundfunksendungen oder Schallschreibaufnahmen das Übertragungsmaß so, daß die obere und untere Grenze der Nutzspannungen nicht überschritten wird. Der künstlerische Ausdruck der Sendung soll dabei möglichst wenig verändert werden. Die Anforderungen an den Tonmeister sind hoch, gelegentliche Über- bzw. Untersteuerungen werden sich nicht vermeiden lassen. Damit entstand der Wunsch nach einer selbsttätigen Dynamikregelung. Ebenso war es wünschenswert, die Dynamik auf der Wiedergabeseite selbständig oder zum Teil wieder auf ihr ursprüngliches Maß zu erweitern, um die Darbietung natürlicher zu gestalten.

Man bezeichnet den Regler zur Dynamikeinengung als Dynamikpresser und den zur Dynamikerweiterung als Dynamikdehner.

Aber auch wiedergabeseitig dürfte eine große Dynamik nicht immer zweckmäßig sein. Die zugelassene Dynamik der Rundfunksender (1:200) wird von den meisten Hörern als ausreichend empfunden. Unter Umständen ergeben sich bei voller Ausnutzung der zugelassenen Dynamik kurzzeitig so große Lautstärken, daß dadurch schon die Nachbarn belästigt werden können. Da die Rundfunkübertragung bei vielen Hörern als „Untermalungsmusik“ dient, wird eine große Dynamik als störend empfunden.

Die bei der Wiedergabe mögliche Dynamik wird nach oben durch die geduldete maximale Lautstärke und nach unten durch den Störpegel begrenzt. In einem Cafésaal mit großem Störpegel ist daher nur

eine kleine Dynamik erreichbar. Dort kann die Dynamik einer Rundfunkübertragung schon die Unterhaltung der Gäste beeinträchtigen und müßte eigentlich durch einen Presser verkleinert werden. Eine große Dynamik ist daher nur in Räumen mit sehr kleinem Störpegel (Konzertsaal) anwendbar, weil sonst die sich ergebende Endlautstärke, bei einem hohen Störpegel, für das Ohr unerträglich wird. Bei der Schallplattenwiedergabe mit ihrer besonders geringen Dynamik würde die Dynamikdehnung eine erhebliche Gütesteigerung ermöglichen.

2. Schaltung eines einfachen Dynamikdehners mit Regelhexode

In Abb. 1 ist das Prinzipschaltbild eines Dynamikdehners dargestellt. Der Entzerrer E soll lediglich den Abfall der Frequenzen unterhalb 300 Hz nach DIN 45 532 ausgleichen, so daß am Eingang des Verstärkers mit einem linearen Frequenzgang zu rechnen ist. Die Niederfrequenzspannung wird in der Regelverstärkerröhre RV verstärkt und durch die Gleichrichterröhre G gleichgerichtet. Die gewonnene positive Regelgleichspannung, deren Größe der jeweiligen Tonfrequenzamplitude entspricht, wird dem Verteilungsgitter der Regelhexode H zugeführt, welches durch eine Gitterbatterie eine so hohe negative Vorspannung erhält, daß die Verstärkung nur etwa $\frac{1}{10}$ der maximalen Verstärkung beträgt. Diese Vorspannung wird bei steigender Eingangsamplitude herabgesetzt und dadurch die Verstärkung der Regelstufe erhöht.

Die eigentliche Klangblende befindet sich hinter dem Dynamikregler, damit der Frequenzgang des Regelgleichrichters nicht durch die Klangblende beeinflusst wird. Dahinter folgt der Vorverstärker mit dem Lautstärkereger und die Endstufe.

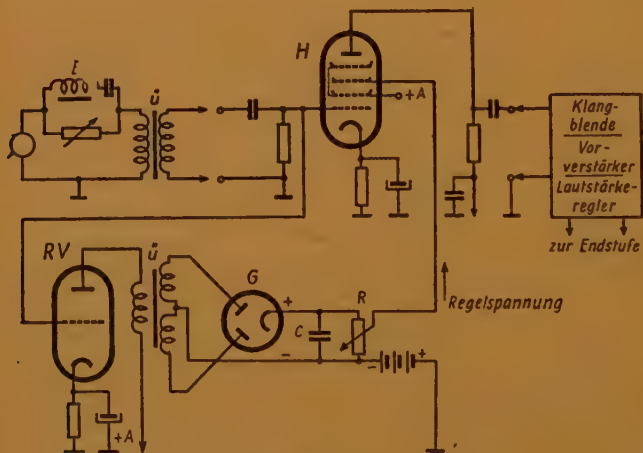


Abb. 1 Dynamikdehner mit Regelhexode

3. Die Steuerschaltung

a) Der Regelspannungsverstärker

Der Regelspannungsverstärker ist erforderlich, um die Tonfrequenzspannung so zu verstärken, daß der Regelgleichrichter eine ausreichende Regelgleichspannung liefert und im linearen Bereich arbeitet. Die Regelgradeinstellung wird dann zweckmäßig hinter dem Gleichrichter vorgenommen (Potentiometer B, Abb. 1). Außerdem dient der Regelspannungsverstärker zur Entkoppelung des Gleichrichters, um dessen Rückwirkung auf die Tonfrequenzspannung zu verhindern.

b) Der Regelgleichrichter

Die Gleichrichtung wird in Doppelwegschaltung vorgenommen. Damit ergeben sich folgende Vorteile:

- a) Die Regelgleichspannung ist von beiden Halbwellen der Tontfrequenzspannung abhängig,
b) Infolge doppelter Frequenz größere Slebwirkung des nachfolgenden Slebgliedes.

Die Geschwindigkeit der Regelspannungsänderung läßt sich durch die Auflade- und Entladezeit des auf den Gleichrichter G folgenden Siebgliebes festlegen. Diese Zeitkonstanten können leicht verschieden groß gemacht werden, da der Kondensator C zwar über den Gleichrichter aufgeladen wird, sich jedoch nur über den Parallelwiderstand R entladen kann.

Zur Erlangung einer bestimmten Zeitkonstante kann man R oder C festlegen. Wird R sehr groß gewählt, so folgt die erzeugte Regelspannung den jeweiligen Spannungsspitzen. Der Spannungsverlust p bei Diodeneinweggleichrichtung, um den die Gleichspannung U_0 gegenüber U_{sp} zurückbleibt, ist bei einer bestimmten Mindestgröße für C:

$$p = \frac{U_{sp} - U_0}{U_{sp}} = 2,2 \sqrt{\left(\frac{f}{R}\right)^2}$$

R_1 = mittlerer Innenwiderstand der Diode während der Aussteuerung bis zum Spitzenstrom.

Für $R = 1000 R_1$ kommt man mit dem Mittelwert der Gleichspannung bis auf 2% an die Spitzenspannung heran. Nimmt man für Empfängerdioden ein R_1 von $7 k\Omega$ an, so ergibt sich damit ein Entladewiderstand von $7 M\Omega$. Die obere Grenze des Entladewiderstandes ist aber durch den maximalen Gitterableitwiderstand der betreffenden Regelröhre begrenzt ($EF 50 : R_{g3} \approx 3 M\Omega$). Bei einer EZ 11 können bei zulässigem höheren Spitzenstrom (z. B. 5 mA) in Durchlassrichtung als mittlerer Innenwiderstand etwa 500Ω veranschlagt werden. Dies ist bezüglich des Gitterableitwiderstandes günstiger.

Der Innenwiderstand eines Gleichrichterweges besteht aber nicht aus dem Röhrenwiderstand. In Abb. 1 ist beispielsweise der Widerstand eines Gleichrichterweges für mittlere Frequenzen:

$$R_{G1} = R_1 + R_g + \bar{u}^2 (R_p + R_{1G})$$

R_1 = Innenwiderstand der Gleichrichterröhre,

R_g = ohmscher Widerstand der halben Sekundärwicklung,

R_p = ohmscher Widerstand der Primärwicklung,

R_{1G} = Innenwiderstand der vorhergehenden Röhre.

Bei der praktischen Ausführung des Gleichrichters wird U_0/U_{sp} mehr oder weniger < 1 sein, d. h. die Regelspannung verläuft nicht mehr auf der Höhe der Spannungsspitzen, sondern bewegt sich darunter. Bei sehr kurzen Einregelzeiten (5 bis 10 ms) muß die Regelgleichspannung jedoch möglichst den einzelnen Spannungsspitzen folgen können, um das Verhältnis der aufeinanderfolgenden Amplituden nicht zu verfälschen.

c) Die Einregelzeit

Darunter ist die Zeit zu verstehen, die vergeht, bis sich bei plötzlicher Vergrößerung der Eingangsspannung das neue Übertragungsmaß eingestellt hat. Erfolgt die Einstellung nach einer Exponentialfunktion, dann ist sie durch deren Zeitkonstante gekennzeichnet, die so klein sein muß, daß der Regelvorgang nicht hörbar wird. Als unterste Grenze kann die „physiologische Einschwingzeit“ des menschlichen

Ohres angesehen werden. Diese beträgt an den Rändern des Tonfrequenzbereiches etwa 0,3 ms und steigt auf etwa 9,5 ms für eine Frequenz von etwa 150 Hz (Abb. 2).

Die Einregelzeiten des Regelvorganges müßten also unter diesen Werten liegen.

Die schnelle Verlagerung der Steuergleichspannung verursacht einen hörbaren Knack im Übertragungsweg, dessen Störwirkung sich aber bei symmetrischem Aufbau des Regelgliedes sehr klein halten läßt. Bei einer Gegentaktregstufe lassen sich ohne besonderen Aufwand Einregelzeitkonstanten von etwa 8 ms erzielen. Wesentlich kleinere Zeiten erfordern einen höheren technischen Aufwand für die notwendige bessere Symmetrie des Regelgliedes. Von extremen Fällen abgesehen, kommt man auf Grund der physiologischen Einschwingzeit des

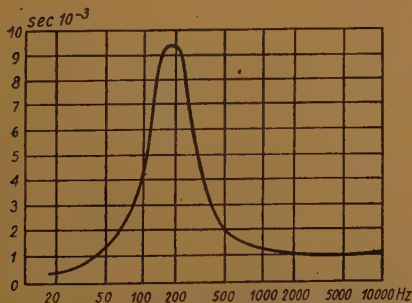


Abb. 2 Physiologische Einschwingzeit des Ohres. Lautstärkeanstiege, die in kürzerem Zeitraum erfolgen, sind für das Ohr gleichbedeutend mit plötzlichem Einsatz des Tones

Ohrs und des zulässigen technischen Aufwands zu einer Einregelzeit von etwa 5—8 ms als untere Grenze. Für die Wahl der Einregelzeit ist auch die akustische Anklingzeit wesentlich. Erfahrungsgemäß liegt die untere Grenze dieser Zeiten bei 10 ms. Viele bekannte Anklingzeiten liegen im allgemeinen wesentlich höher:

| | |
|------------------|------------|
| b-Trompete | 20 ms |
| Klarinette | 50—70 ms |
| Saxophon | 36—40 ms |
| Flöte | 200—300 ms |
| Geige | 80—120 ms |
| Orgel | 20—400 ms |

Abb. 3 zeigt, wie sich die Einregelzeit im Verhältnis zur Anklingzeit auf einen Anklingvorgang (Kurve a) bei einem Presser mit Regelgrad 5 auswirkt. Kurve b stellt den Fall dar, daß die Einregelzeit klein gegen die Anklingzeit ist. Bei Kurve c ist die Einregelzeit von gleicher Größe wie die Anklingzeit. Die Kurven zeigen, wie der Anklingvorgang einerseits durch den Regelvorgang abgekürzt wird und andererseits eine Überhöhung der Amplituden über den stationären Zustand hinaus stattfinden kann.

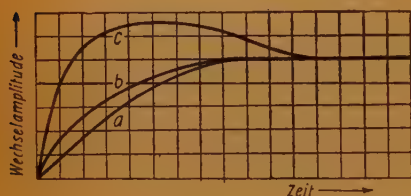
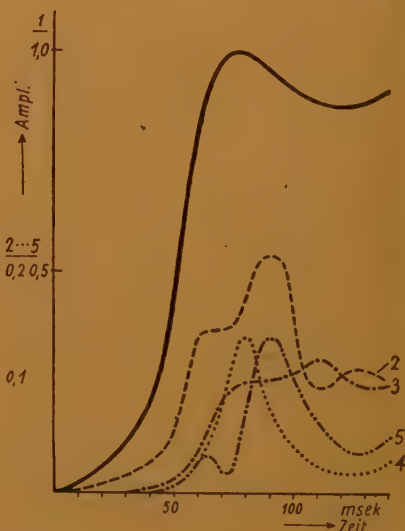


Abb. 3 Anklingvorgänge beim Regelgrad 5 (Presser).
a) Angenommener unregelmäßiger Anklingvorgang
b) Einregelzeit klein gegen die Anklingzeit
c) Einregelzeit und Anklingzeit von gleicher Größe



Rechts Abb. 4 Entwicklung eines Klarinettenklangs
c₂ 512 Hz überblasen (nach Backhaus)

Solche Überhöhungen treten verhältnismäßig wenig auf, und zwar nur bei den kürzesten Anklingzeiten und den größten Regelgraden. Man kommt so auf eine obere Grenze für die Wahl der Einregelzeit: Sie wird zweckmäßig maximal so groß wie die kürzeste akustische Anklingzeit gewählt, d. h. etwa 10 ms. In Abb. 4 ist zu erkennen, in welcher Weise sich die Teiltöne eines Anklingvorganges aufbauen. Wird nun ein Anklingvorgang geregelt (z. B. mit 10 ms), so verändert sich seine Anstiegsteilheit (Abb. 3), und damit wird nach Fourier gleichzeitig sein ganzes Spektrum verändert. Außerdem werden nur spezielle Teiltöne geregelt, da das Regelmäß von der größten Amplitude bestimmt wird. Den Urzustand dürfte man im wesentlichen nur nach Durchgang über Presser und Dehner gleichen Regelgrades und Zeitkonstante erhalten.

Praktisch sieht es nun so aus, daß durch die bedeutend größere Ausregelzeit (etwa 1,5 s) nachfolgende kleinere Amplituden erst nach der entsprechenden Entladezeit berücksichtigt werden, so daß nicht fortwährend mit einer Regelung zu rechnen ist. Das gleiche gilt auch für die Beregelung tiefer Frequenzen (z. B. 50 Hz, Periodendauer = 20 ms). Die Verzerrung des Anklingvorganges dürfte nur beim Einsatz eines Soloinstrumentes auffallen, da dann der Einschwingvorgang gehörmäßig gut wahrnehmbar ist und durch keine anderen Instrumentenkänge verdeckt wird. Besonders deutlich ist beispielsweise der Klarinetteninsatz, der sich als ziemlich scharfer „Knack“ bemerkbar macht.

Darunter ist die Zeit zu verstehen, die vergeht, bis sich das bei einer plötzlichen Verkleinerung der Eingangsspannung auftretende neue Übertragungsmaß eingestellt hat. Die Ausregelzeit bzw. die Ausregelzeitkonstante (bei exponentiell verlaufender Einstellung) muß wesentlich größer sein als die Einregelzeit. Das Ohr benötigt eine gewisse Zeit, um nach einem lauten Ton einen leisen wahrzunehmen. Auf Grund von Untersuchungen beträgt die physiologische Ausschwingzeit des menschlichen Ohres etwa 50—150 ms. Maßgeblich für die Ausregelzeit ist jedoch die mögliche akustische Abklingzeit der Musikinstrumente, die maximal bei Nachhall in der Größenordnung von Sekunden liegt.

Eine zu kleine Zeit bewirkt beim Presser wegen des zu schnell wiederkehrenden höheren Verstärkungsgrades eine störende Verlängerung akustischer Abklingvorgänge. Das „Atmen“ des Pressers erklärt sich dadurch, daß beim Fehlen der Nutzspeisung die Verstärkung mit der Ausregelzeit hochgeregelt wird. Das jetzt wahrnehmbare Grundgeräusch stört besonders, wenn die Regelung zu schnell vor sich geht. Beim Regeln von Hand verteilt sich eine derartige Verstärkungsänderung auf eine bedeutend längere Zeit, so daß es gehörmäßig weniger auffällt.

Bei einem Dehner bewirkt eine zu kleine Ausregelzeit eine Verkürzung des akustischen Abklingvorganges. Die Musik klingt dann „abgehackt“. Mitunter kann dieser Effekt erwünscht sein. Rhythmisch schnelle Musik, Schlagzeug oder kurze Trompetenstöße sind hierfür besonders geeignet.

Soll eine Verkürzung der Abklingzeit nicht wahrnehmbar sein, so muß die Ausregelzeit wenigstens in der Größenanordnung der längsten Abklingzeit von Musikinstrumenten liegen. (etwa 2 sek.).

Wird der Dynamikdehner bei der Wiedergabe von Schallvorgängen verwendet, die ohne Dynamikpresser aufgenommen wurden, so muß eine erhebliche Ausregelzeit angewendet werden. Der Dynamikdehner bewirkt deutlich eine Steigerung der Intensitätsunterschiede, jedoch wirkt eine Darbietung gehörmäßig unnatürlich, wenn nicht eine sehr lange Ausregelzeit (etwa 6 s) gewählt wird. Dies hängt damit zusammen, daß der Dehner (Abb. 5) eine Abkürzung aller natürlichen akustischen Abklingvorgänge mit sich bringt. Schließlich darf die Ausregelzeit nicht zu groß gewählt werden (max. 10 s), um nicht überhaupt jede Regelung zu unterbinden.

Die notwendig große Ausregelzeit verbessert gleichzeitig die Siebung der Regelgleichspannung. Durch die Welligkeit der Regelgleichspannung werden zwei Effekte hervorgerufen. Einmal erscheint die auf das Regelgitter gelangende Wechselspeisung verstärkt im Anodenkreis der Regelröhre, gleicht sich jedoch zum großen Teil in einer Gegentaktregelstufe entsprechend dem Symmetriemaß aus. Weiterhin bewirkt die der Regelspeisung überlagerte Wechselspeisung eine Modulation der zu regelnden Spannung, da eine Verstärkungsänderung im Rhythmus der Störspannung auftritt. Da die Störspannung normalerweise im Verhältnis zur Regelgleichspannung sehr klein ist, kann dieser Effekt praktisch vernachlässigt werden.

4. Der Amplitudenregler

a) Die Regelcharakteristik

Die Regelcharakteristik veranschaulicht die Beziehungen zwischen den Amplituden der Ein- und Ausgangsspannung im stationären Zustand. In linearen Systemen ist die Regelkennlinie eine Gerade. Das Verhältnis der Amplituden von Ein- und Ausgangsspannung ist konstant. In geregelten Systemen können sich die verschiedensten Kennlinien ergeben (Abb. 6).

Die Lautstärke eines Schalles ist die im menschlichen Ohr hervorgerufene subjektive Schallempfindung. Legt man das Weber-Fechnersche Gesetz zugrunde, das allerdings im Gebiet der kleinen Lautstärken (0—20 Phon) mit der Praxis nicht ganz übereinstimmt, so wächst die Schallempfindung proportional dem Logarithmus des auffallenden Schalldruckes: $L = c \cdot \ln P$.

Daher wird die Regelung der Dynamik gehörmäßig am wenigsten auffallen, bei der der Logarithmus der Ausgangsspannung proportional dem Logarithmus der Eingangsspannung ist:

$$\ln U_a = s \cdot \ln U_e \quad (\text{für } s = \text{konst.}).$$

Die Steilheit $s = \tan \alpha$, der in Abb. 7 gezeichneten Regelgeraden ist ein Maß für die Regelsteilheit. Für $s = 1$ ($\alpha = 45^\circ$) ist keine Regelung vorhanden, die Übertragung ist amplitudengetreu. $s < 1$ bedeutet ein Pressen, $s > 1$ ein Dehnen der Dynamik. Soll z. B. eine Dynamik von 100:1 auf 20:1 gepreßt

werden, so entspricht das einer Steilheit von $s = \tan \alpha = \frac{\ln 20}{\ln 100} = \frac{8}{4,3} = 0,65$; $\alpha = 33^\circ$.

Eine andere Art zu regeln bestünde in einer ausgesprochenen Amplitudenbegrenzung derart, daß man alle Amplituden unterhalb eines gewissen Wertes überhaupt nicht regelt und alle größeren Spannungen auf diesen Wert begrenzt (Abb. 6).

Die Wahl der Regelkennlinie hängt davon ab, ob mehr Wert auf musikalische Güte oder auf hohes, mittleres Amplitudenniveau gelegt werden muß.

b) Regelhub und Regelgrad

Aus Abb. 7 ist ersichtlich, daß bei verschiedener Größe der Eingangsspannung auch die Verstärkung verschieden sein muß, um aus dem unregulierten Zustand von $s = 1$ auf die erforderliche Ausgangsspannung U_a zu kommen. Es ist also $U_a = U_e \cdot V_0 \cdot R$, wobei V_0 die unveränderliche Grundverstärkung des Reglers für $s = 1$ ist und R der Regelhub, das Vielfache, um welches die Grundverstärkung V_0 aus dem unregulierten Zustand $R = 1$ verändert wird.

Von Interesse ist nun der Regelhub R (Verhältnis der jeweiligen Verstärkung V zur Grundverstärkung V_0) in Abhängigkeit von der Eingangsspannung (Vorwärtsregelung) oder Ausgangsspannung (Rückwärtsregelung).

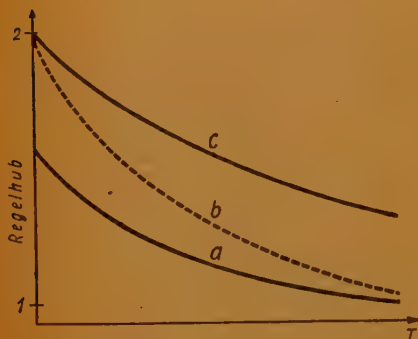


Abb. 5

- a) Abklingkurve
- b) Dynamik erweitert: die Abklingkurve bei großer Regelgeschwindigkeit (der Ausschwingvorgang wird verzerrt, weil seine Amplitude nicht originalgetreu abnimmt)
- c) Dynamik erweitert: die Abklingkurve bei kleiner Regelgeschwindigkeit (der Ausschwingvorgang wird nicht verzerrt)

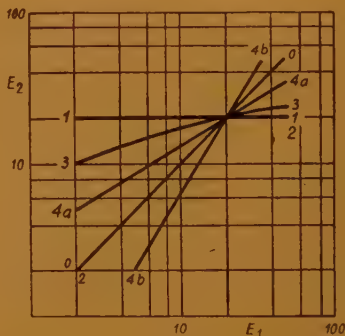


Abb. 6

Prinzipielle Regelkurven von selbsttätigen Verstärkungsreglern E_1 Eingangsspannung, E_2 Ausgangsspannung. Kurve: 0-0 unregelter Verstärker, 1-1 Spannunghalter, 2-2 Begrenzer, 3-3 Kommandoregler, 4a-4a Dynamikpresser, 4b-4b Dynamikdehner

$$R = \frac{V}{V_0} \text{ für } V_0 = \text{konst. } R = f(U_e) \text{ bzw. } f(U_a)$$

$$U_e \cdot R \cdot V_0 = U_a$$

$$s \cdot \ln U_e = \ln U_a$$

$$U_e^s = U_a$$

$$U_e \cdot R \cdot V_0 = U_e^s$$

$$R = \frac{U_e^s}{V_0 \cdot U_e} = \frac{U_e^{s-1}}{V_0} \text{ bei Vorwärtsregelung.}$$

$$\ln U_e = 1/s \ln U_a$$

$$U_e = U_a^{1/s}$$

$$U_a^{1/s} \cdot R \cdot V_0 = U_a$$

$$R = U_a \cdot \frac{1}{V_0 \cdot U_a^{1/s}} = \frac{U_a^{(1-1/s)}}{V_0} \text{ bei Rückwärtsregelung.}$$

In Abb. 8 und 9 sind diese Abhängigkeiten aufgetragen. Bemerkenswert ist, daß die Änderung des Regelhubs bei kleinen Amplituden von U_e bzw. U_a sehr groß sein muß, um der Bedingung in $U_a = s \cdot \ln U_e$ zu genügen.

Bei einem Dynamikpresser ist $s < 1$. Der Verlauf von $R = f(U_e, U_a)$ ist für die Vorwärts- bzw. Rückwärtsregelung in Abb. 10 dargestellt ($s = 0,65$).

Der in Abb. 8—10 dargestellte maximale Regelhub innerhalb der vorgesehenen Aussteuerungsgrenzen wird als „Regelgrad“ bezeichnet. Gebräuchliche Regelgrade sind:

$$2 - 4 - 6 - 8.$$

Diese Unterteilung hat sich als ausreichend erwiesen.

c) Das Regelglied

Das Regelglied ist als Vierpol aufzufassen, dessen Dämpfung im Takt der Steuerung geändert wird. Es gibt eine Reihe von Möglichkeiten, mit denen sich eine Änderung erzielen läßt. Hier sei die Verwendung von Röhren betrachtet.

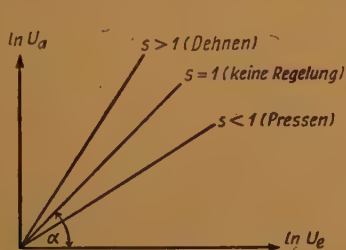
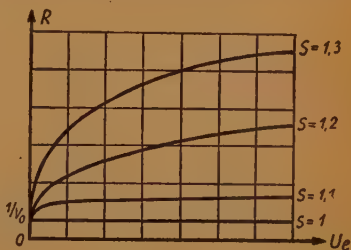
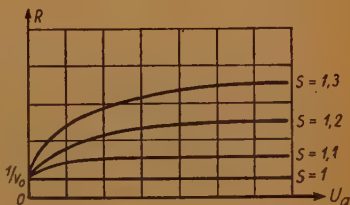


Abb. 7 Kennlinien zur Dynamikregelung

Rechts oben Abb. 8 Dehner: Abhängigkeit des Regelhubs von der Eingangsspannung bei der Vorwärtsregelung. $R = f(U_e)$ für $s \geq 1$ und $s < 2$



Rechts Abb. 9 Dehner: Abhängigkeit des Regelhubs von der Ausgangsspannung bei Rückwärtsregelung $R = f(U_a)$ für $s = 1; 1,1; 1,2; 1,3$



Nach Abb. 8 steigt die Verstärkung $V = R \cdot V_0$ in Abhängigkeit von der steuernden Spannung zuerst schnell und dann langsam an. Diese Bedingung wird bei Regelung am Verteilungsgitter von Hexoden oder am Bremsgitter von Pentoden wegen der Form der $U_{g3} - I_a$ -Kennlinie für Dehner erfüllt. Exponentialröhren sind wegen der Form ihrer Regelkennlinie im Dehner nicht verwendbar. Für den Presser jedoch wären sie in dieser Beziehung gut geeignet.

Wie Abb. 11 zeigt, läßt sich mit dieser Röhre in gewissen Bereichen eine Regelkennlinie erzielen, die der verlangten (Abb. 8 und 9) bereits sehr nahe kommt. Dies ist insbesondere der Fall, wenn der Dehner in Vorwärtsregelung arbeitet. Bei der Rückwärtsregelung des Dehners wäre zu beachten, daß es ein System mit positiver Rückkopplung darstellt. Es ist dabei schwierig, Rückkopplungsverzerrungen oder gar Selbsterregung zu vermeiden. Beim Presser dagegen ist die Rückwärtsregelung vorteilhaft, da hier eine negative Rückkopplung vorliegt und eine besondere Angleichung an die Sollkurve erfolgt.

Genügt die lineare Abhängigkeit zwischen Regelgleichspannung und der steuernden Spannung nicht, um die gewünschte Form der Regelkennlinie zu erreichen, so kann man durch geeignete nichtlineare Widerstände der Steuerschaltung den Gang der Regelgleichspannung beeinflussen.

Die Regelung durch Änderung der Stromverteilung ist verzerrungsarmer, da sie durch „Kennlinienkippung“ erfolgt. Die Aussteuerung der Röhre und die Verstärkungsregelung erfolgt an getrennten Gittern, dies ist schaltungstechnisch vorteilhaft. Der Katodenstrom ist von der Regelung unabhängig, so daß sich die notwendigen Gittervorspannungen selbsttätig erzeugen lassen.

In Abb. 11 ist $V = f(g_s)$ für die EF 50 dargestellt.

Die Verstärkung V entspricht dem Regelhub, der zu der jeweiligen Eingangsspannung gehört. Die Regelgleichspannung und die g_s -Spannung sollen in linearem Verhältnis zur Eingangsspannung stehen. Die Regelgradeinstellung erfolgt in Abb. 1 durch das Potentiometer R . Damit kann ein Teil der jeweiligen Gleichspannung abgegriffen werden. Die lineare Abhängigkeit der Regelgleichspannung von der Steuerspannung bleibt dabei erhalten. Dies bewirkt eine Maßstabsänderung der in Abb. 11 aufgetragenen g_s -Spannung.

Nach Abschn. 3 c und 3 d ist die symmetrische Anordnung der Regelglieder in Gegentaktschaltung vorteilhaft. Außerdem gleichen sich dabei die geradzahigen Oberwellen aus. Durch die geringe Aussteuerung der Regelglieder können auch die ungeradzahigen Oberwellen klein gehalten werden.

5. Die Veränderung des Klangspektrums

Im allgemeinen ist zu unterscheiden zwischen Frequenzabhängigkeit des Amplitudenreglers und der Steuerschaltung. Der Frequenzgang der Steuerschaltung beeinflusst auch den Frequenzgang des Amplitudenreglers. Zum Beispiel führen Abfälle an den Frequenzgrenzen in der Steuerschaltung beim Presser in dem betreffenden Frequenzgebiet zu Anhebungen, beim Dehner zu Absenkungen. Um einen linearen Frequenzgang des Reglers zu erzielen, müssen daher entsprechende Anforderungen an die Frequenzunabhängigkeit der Steuerschaltung gestellt werden.

a) Die Verhältnisse ohne Regelung

Wird ein frequenz- und amplitudengetreu übertragenes Klangbild am Empfänger nicht in der Originallautstärke wiedergegeben, so ändert sich gehörmäßig das Klangbild. Die Änderung ist um so größer, je mehr die Lautstärken voneinander abweichen und wird durch die bekannten, von Fletscher und Muson aufgestellten Kurvenscharen veranschaulicht.

Aus diesen ist ersichtlich, daß wiedergabeseitig eine auf den mittleren Pegel bezogene Tiefenentzerrung für den Dynamikbereich von 0 bis etwa 80 Phon die Klangbildveränderung wieder aufhebt. Die über 80 Phon auftretenden verbleibenden Abweichungen dürften gehörmäßig kaum stören. Für die Frequenzen oberhalb 1000 Hz ist eine Entzerrung theoretisch nicht notwendig, da dort der Abstand der Phon-Kurven nahezu konstant ist.

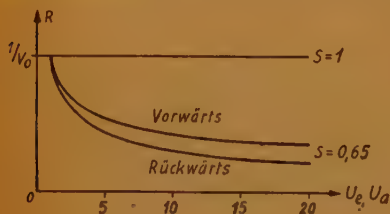
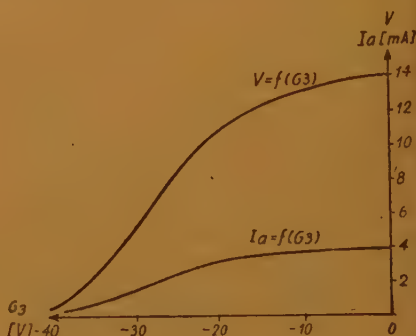


Abb. 10 Presser: Abhängigkeit des Regelhubs von der Eingangs- bzw. Ausgangsspannung bei Vorwärts- bzw. Rückwärtsregelung $R = f(U_e, U_a)$ für $s = 0,65$

Rechts Abb. 11 Verstärkung und Anodenstrom der Gegentaktschaltung (2 x EF 50) in Abhängigkeit von der Bremsgitterspannung. Gitterwechselspannung = 100 mV_{eff} = konst. $f = 1000$ Hz



b) Verhältnisse bei sendersseitiger Regelung

Findet sendersseitig eine Dynamikregelung statt, so treten weitere Klangbildveränderungen auf. Wird z. B. sendersseitig der Übertragungspegel bei leisen Stellen der Darbietung hochgeregelt, so wirkt sich dies wiedergabeseitig im Sinne einer Tiefenanhebung aus.

Beim unentzerrten Empfänger, der meist mit kleinerer Lautstärke betrieben wird, verringert sich dadurch der Lautstärkenunterschied zwischen Originaldarbietung und Wiedergabe. Damit werden gleichzeitig die Klangbildveränderungen verringert.

Bei einem Empfänger dagegen, der für einen mittleren Pegel entzerrt ist, wirkt sich eine Änderung des Übertragungsmaßes (sei es durch Dynamikregelung am Sender, Fading, oder Änderung der Lautstärke-reglerstellung am Empfänger) immer verfälschend auf das Klangbild aus.

Es wurde jedoch bisher eine frequenz- und amplitudenabhängige Regelung zum Ausgleich der Klangbildverfälschung senderseitig nicht angewendet. Gleicht man sie jedoch aus, so treten am Empfänger durch die senderseitige Dynamikregelung keine Klangbildveränderungen mehr auf. Ist also der Empfänger für den mittleren Wiedergabepegel entzerrt (Fall a), so bleibt trotz senderseitiger Regelung das Klangbild erhalten.

Beim Dynamikpresser kommt ein weiterer Effekt hinzu. Gibt man einen Ton tiefer und mittlerer Frequenz gleicher Lautstärke nacheinander auf einen automatischen Presser, so wird der tiefe Ton infolge seiner größeren Amplitude stärker gepreßt als der Ton mittlerer Frequenz. Wird die Zeitdifferenz zwischen den beiden Tönen verkleinert, so nähert sich die Pressung des Tones mittlerer Frequenz immer mehr derjenigen des tiefen Tones. Infolge der Ausregelzeit des Pressers (z. B. 2 sec.) wird die Verstärkung noch nicht wieder genügend hochgeregelt (Dynamisches Verhalten der selbsttätigen Regler). Dieser Vorgang schwächt also die Auswirkung des vorhergehenden Effekts.

c) Verhältnis bei sender- und empfangsseitiger Regelung

Erfolgt die sender- und empfangsseitige Dynamikregelung mit gleichem Regelgrad, so ist die Originaldynamik wieder hergestellt (Fall a). Sind die Regelgrade verschieden, so bleibt eine Pressung oder Dehnung übrig.

Je nach dem übrigbleibenden Differenzregelgrad müßte hinter dem Dynamikregler ein sich von allein einstellender Entzerrer wirksam werden. Bei kleinem Differenzregelgrad kann man auf Grund praktischer Versuche davon absehen. Auch bei größeren Differenzregelgraden hat man infolge des dazu erforderlichen großen technischen Aufwands bisher davon keinen Gebrauch gemacht.

6. Der Betrieb der Dynamikregler

Eine allgemeine Einführung der Dynamikregelung im Rundfunkdienst wäre nur dann sinnvoll, wenn bei den Sendern eine selbsttätige Dynamikeinengung an Stelle der von Hand betätigten treten würde. Nur dann könnte man es bei gleichen Zeitkonstanten und Regelgraden erreichen, daß die selbsttätige Dehnung wiedergabeseitig der selbsttätigen Pressung bei der Aufnahme entspricht, damit die Dynamikveränderung des „Zwischenproduktes“ möglichst genau rückgängig gemacht werden kann. Durch eine selbsttätige Regelung am Sender würden aber die Besitzer von Rundfunkempfängern, die keinen Dynamikdehner enthalten, benachteiligt werden, weil das „Zwischenprodukt“ dynamikmäßig schlechter und eintöniger klingt, als bei dem heute üblichen Verfahren.

Bei der Regelung am Sender von Hand wendet man heute ein Verfahren an (nach einem Vorschlag von Braunnühl), welches dem Hörer den Eindruck einer besseren Dynamik vermittelt, als es bei dem selbsttätigen Presser der Fall ist. Der Tonmeister, der das Musikstück kennen muß, regelt die Lautstärke vor einem kräftigen Aufstieg langsam herunter, so daß es gehörmäßig wenig auffällt. Der eigentliche „Lautstärkesprung“ bleibt jedoch, von extremen Fällen abgesehen, erhalten. Der selbsttätige Presser dagegen vermindert, je nach dem der Aussteuerung entsprechenden Regelhub, die „Sprunghöhe“, und zwar mit der Einregelzeit. Fällt von einem mittleren Pegel die Lautstärke sehr ab, so regelt der Tonmeister vorher langsam herauf und läßt den Lautstärkeabfall sich voll auswirken. Der selbsttätige Presser dagegen vermindert den Lautstärkeabfall, weil er mit dem der jeweiligen Aussteuerung entsprechenden Regelhub heraufregelt. Dieser Vorgang erfolgt gleichförmig in der Ausregelzeit. Das „Zwischenprodukt“ eines derartigen Pressers erzeugt also den Eindruck einer geringeren „Augenblicksdynamik“, als das der Regelung von Hand. Da das Heraufregeln der Verstärkung bei diesem Presser stets mit der gleichen Ausregelzeit erfolgt (gehörmäßig stark auffallend), klingt die Darbietung außerdem eintönig.

Beim Tonmeister bleibt das Verhältnis aufeinanderfolgender Amplituden erhalten. Eine Regelung erfolgt nur in größeren Zeitabständen für Piano- und Forte-Stellen eines Musikstückes, wobei die auftretenden Verstärkungsänderungen sich über längere Zeitabstände verteilen und daher nicht auffallen. Die Anwendung von Dynamikdehnern hinter einem Rundfunkgerät ist sehr kritisch. Geringe Pegeländerungen, die beim Umschalten im Rundfunkstudio auftreten, können die mittlere Wiedergabelautstärke erheblich verändern, da der Dehner die Lautstärkeunterschiede des Studios oder die durch Fading entsprechend seinem Regelhub vergrößert.

Versucht man nun das „Zwischenprodukt“ eines Tonmeisters mittels eines selbsttätigen Reglers dynamikmäßig zu erweitern (z. B. die von Hand eingeebnete Schallplatte über einen automatischen Dynamiksender), so treten durch dessen einseitigen Einsatz ebenfalls unangenehme Erscheinungen bei der Wiedergabe auf. Während der selbsttätige Presser den Eindruck einer kleineren „Augenblicksdynamik“ bewirkt,

ist beim Dehner der Eindruck einer übermäßigen „Augenblicksdynamik“ vorhanden, die als „Überdynamik“ bezeichnet sei. Bei der von Hand eingeebneten Schallplatte blieb das Verhältnis aufeinanderfolgender Amplituden erhalten, während nun der automatische Dehner diese zusätzlich mit seiner kurzen Einregelzeit über ihr natürliches Verhältnis hochregelt.

Dieser Effekt, in geringem Maß angewendet, kann besonders bei kurzer Ausregelzeit (Abschn. 3 d) als Gütesteigerung (Effektmusik) empfunden werden, jedoch reicht dann die Verstärkungsänderung nicht mehr für eine niveaumäßige Beregelung (Plano- und Forte-Stellen-Hervorhebung in bezug auf größere Zeitabstände) aus.

Auch wirkt sich hier, wie beim einzelnen Einsatz des Pressers, der gleichförmige Ausregelvorgang sehr störend aus. Dabei erscheint das Nadelgeräusch erst stark, dann schwächer werdend. Wie schon in Abschnitt 3 d erwähnt, ist in diesem Fall eine erheblich längere Ausregelzeit erforderlich (etwa 6 s).

Ferner werden die bei der Aufnahme getätigten Lautstärkeregelungen verstärkt bemerkbar. Kratzstellen in der Platte sowie betonte Endkonsonanten regeln die Verstärkung hoch.

Aus diesen Gründen ist es verständlich, warum sich der Dynamikdehner bei der Wiedergabe nicht einführen konnte.

II. Automatischer Dynamikregler mit Niveau- und Spitzenregler

1. Die Wirkungsweise des Reglers

Die Betriebserfahrungen ergaben, daß bei einseitiger Dynamikregelung die Regelung von Hand, vom musikalischen Standpunkt aus, sich am angenehmsten anhört. Daraus ergibt sich nun die Folgerung, den selbsttätigen Presser so aufzubauen, daß er der Regelweise des Tonmeisters möglichst nahe kommt, bzw. den Dehner nach Grundsätzen arbeiten zu lassen, die entsprechend der Einebnung von Hand diese wieder rückgängig machen. Dies kann, streng genommen, natürlich nicht vollständig gelingen, da z. B. eine durch einen Tonmeister eingeebnete Sendung stets individuell beregelt ist. Man kann von einem selbsttätigen Dehner nicht verlangen, daß er der Regelweise des jeweiligen Toningenieurs vollkommen entspricht. Infolge der dabei angewendeten großen Ein- und Ausregelzeit (3—7 s) stören eventuelle Abweichungen weniger, da sie sich über längere Zeitabstände erstrecken.

Der selbsttätige Regler muß also vorher über das Niveau des Musikpegels unterrichtet werden. Dies erfolgt durch den „Niveau-Regler“. Bei der Wiedergabe von Darbietungen, die mit einem Schallschreibverfahren (Schallplatte, Lichtton, Magnetophon usw.) aufgenommen wurden, ist das leicht möglich. Vor dem normalen Tonabnehmer ist ein zweiter Abnehmer angebracht, der die Tonspur früher abnimmt und mit der seinem Vorlauf entsprechenden Zeitkonstante den Amplitudenregler steuert. Um gegebenenfalls Ungenauigkeiten des Vorlaufs in ihrer Auswirkung abzuschwächen, wird auch hier die Ausregelzeit (etwa 7 s) größer als die Einregelzeit (etwa 3 s) gewählt. Es fällt nämlich gehörmäßig weniger auf, wenn bei einer Fortstelle (Dehner) die Verstärkung vorzeitig langsam hochgeregelt wird, als wenn in der Fortstelle die Verstärkung infolge einer kleineren Ausregelzeit heruntergeregelt wird.

Bei der Wiedergabe von Tanzmusik kommt es häufig vor, daß die Lautstärke gleichmäßig bleibt. Der Niveaugregler wird dann den Amplitudenregler auf ein bestimmtes Übertragungsmaß einregeln. Besonders in diesem Fall, aber auch bei ausgeprägter Niveauregelung, belebt die Anwendung der Überdynamik, wie sie die vorher beschriebenen Dehner bewirken, die Darbietung. Technisch wird diese Möglichkeit derart durchgeführt (Abb. 12), daß die normale Tonfrequenzspannung gleichzeitig zur Erzeugung einer Regelspannung mit kurzer Einregelzeit (etwa 8 ms) und einer veränderlichen Ausregelzeit (150 ms — 1 s) dient, die in Reihe mit der Regelspannung des Niveaugreglers geschaltet wird. Eine veränderliche Ausregelzeit hat sich als notwendig erwiesen, da z. B. bei Gesangsdarbietungen eine größere Ausregelzeit benötigt wird als bei rhythmisch schneller Musik.

Nach dem neuen Verfahren wird die eigentliche Dynamikregelung von dem Niveaugregler mit dem gewünschten Regelrad vorgenommen. Der Spitzenregler für die Überdynamik wird nur mit geringem Regelgrad betrieben.

Der beschriebene Dehner würde es gestatten, Schallplatten, die über den Rundfunksender gehen, dynamikmäßig zu erweitern, um bei Ausnutzung der zugelassenen Senderdynamik die Natürlichkeit der Darbietung zu erhöhen.

Bei einem Presser dieser Art müßte die Darbietung erst gespeichert werden (z. B. auf Magnetophon), um den erforderlichen Vorlauf zu bekommen. Dabei dient der Spitzenregler zur Einebnung einzelner Lautstärkespitzen, die für die Niveauregelung keine ausreichende Regelspannung liefern. Laborversuche mit derartigen Pressern ergeben befriedigende Resultate. Beim Anhören der Musik hat man den Eindruck einer von Hand eingeebneten Darbietung.

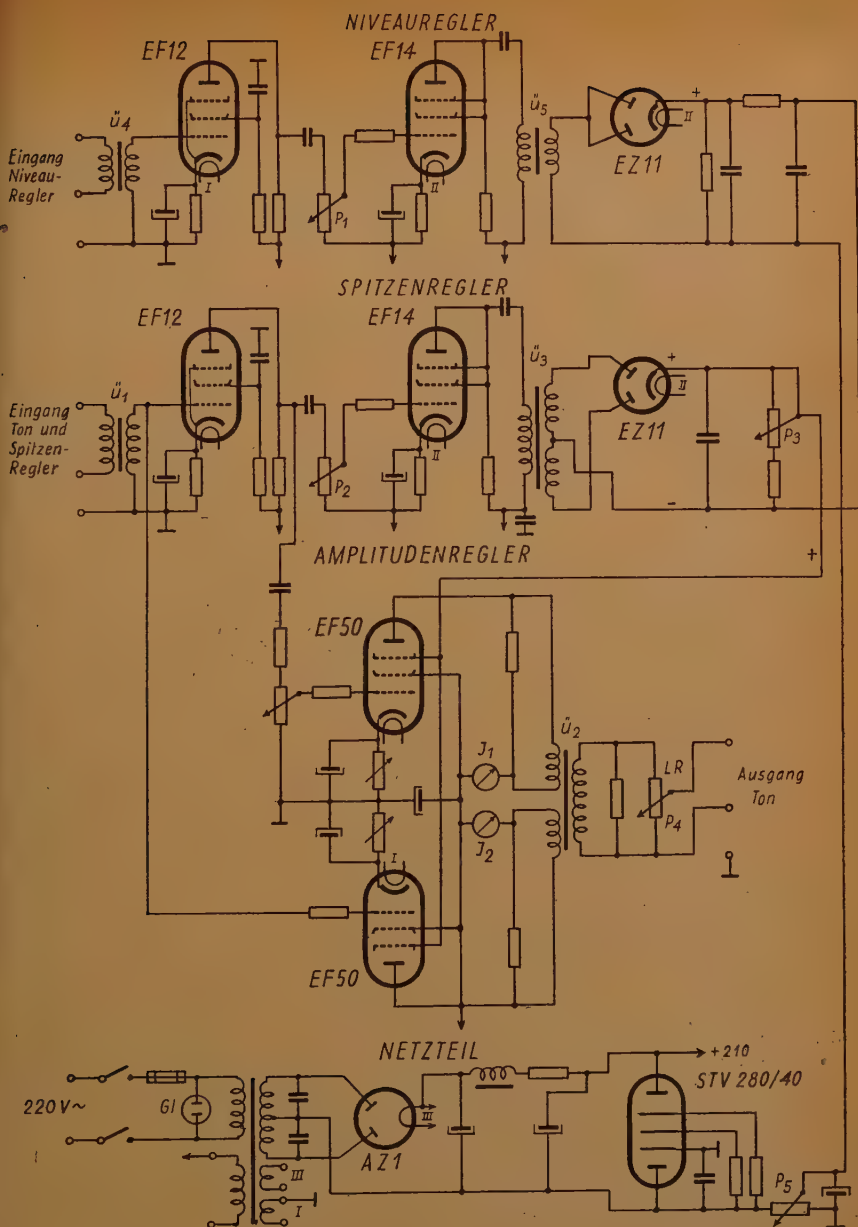


Abb. 12 Schaltung des Dynamikdehners mit Niveau- und Spitzenregelung

2. Die technische Ausführung des Reglers

a) Der Dehner

Abb. 12 zeigt das Schaltbild des Dehners in Vorwärtsregelung. Der Spitzenregler stellt mit seinem Regelverstärker (EF 12 — EF 14), Regelgleichrichter (EZ 11) und Amplitudenregler ($2 \times$ EF 50) einen normalen Dynamikdehner dar. Der Niveauregler mit seinem Regelverstärker (EF 12 — EF 14) und Regelgleichrichter (EZ 11) erzeugt eine langsame Regelspannung, die mit der des Spitzenreglers in Reihe geschaltet ist.

Bei der Wiedergabe von Schallplatten wird zuerst der Tonabnehmer des Niveaureglers aufgesetzt und etwa 3 s später der Tonabnehmer für den eigentlichen Ton, der auch gleichzeitig die Spitzenregelung bewirkt. Nach den vorhergehenden Ausführungen über die allgemeine Reglertechnik dürfte eine genaue Beschreibung des Dehners überflüssig sein. Der Niveau-Regelverstärker ist normal geschaltet. Die Regelgradeinstellung erfolgt durch P_1 . Der Regelgleichrichter arbeitet in Einwegschaltung. Eine Abhängigkeit der Regelgleichspannung von beiden Halbwellen der Tonfrequenzspannung ist bei der angewendeten großen Ein- und Ausregelzeit nicht mehr erforderlich. Zwecks besserer Siebung der Regelgleichspannung gegenüber einzelnen Spannungsspitzen ist ein besonderes Siebglied vorgesehen. Bei Musik ergeben sich etwa als Ein- und Ausregelzeit 3 und 7 s.

Die Steuerschaltung für die Spitzenregelung erfolgt durch P_2 . Zwecks Erreichung eines geringen Innenwiderstandes ist der Übertrager \bar{u}_s untersetzt (2,2: 1). Die Einregelzeit beträgt etwa 10 ms. Die Ausregelzeit ist regelbar von 150 ms—1 s. Die erste Röhre des Regelspannungsverstärkers dient gleichzeitig zur Erzeugung der Gegenphase für den Gegentakt-Amplitudenregler. Der Amplitudenregler erlaubt praktisch eine Verstärkungsänderung von über 1:10 (Abb. 11). Die beiden Instrumente I_1 und I_2 im Anodenkreis gestatten die laufende Kontrolle der Regelvorgänge, da der Anodenstrom etwa proportional der Verstärkung ist. Der Ruhestrom ist mit P_3 auf etwa 0,5 mA einzustellen.

b) Presser

Um den Dehner nach Abb. 12 als Presser arbeiten zu lassen, ist es nur erforderlich, die Serienschaltung der beiden Regelgleichspannungen gegenüber den Bremsgittern der beiden EF 50 und dem Potentiometer P_2 umzupolen. Der Anodenstrom ist mittels des Potentiometers P_3 auf etwa 3 mA einzuregeln. Die entstehende negative Regelgleichspannung regelt die Verstärkung herunter.

Diese Art der Schaltung entspricht einem Presser in Vorwärtsregelung. Aus den bereits vorher angeführten Gründen wäre jedoch die Rückwärtsregelung beim Presser vorteilhafter.

Zusammenfassung

Neben der Beschreibung der allgemeinen Reglertechnik wird ein selbsttätiges Verfahren vorgeschlagen, das nach der Regelweise des Tonmeisters arbeitet. Es kann daher auch einseitig angewendet werden. In der Praxis ist dies der am häufigsten vorkommende Fall. Dabei wurde die Möglichkeit der alten Regler, eine gewisse „Überdynamik“ in bezug auf kurze Zeitabstände zu erzielen, übernommen. Je nach Grad ihrer Anwendung entlernt man sich jedoch von der Originaltreue der Darbietung. Im richtigen Maß angewandt, wird es oft als Gütestelgerung empfunden. Immerhin ist es ein interessanter technischer Effekt, zumal er vom Orchester oder Sänger bzw. durch Regelung von Hand nicht erreicht werden kann. Insbesondere möchte ich Herrn Professor Dr. G. Leithäuser für seine wertvollen Anregungen meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Die neue europäische Fernsehnorm

Während des letzten Krieges und der folgenden Jahre war in den meisten Ländern Europas die Weiterentwicklung der Fernsehtechnik eingestellt oder auf militärische Zwecke ausgerichtet. Viele Einrichtungen des Fernseh-Rundfunks (Studio-Anlagen, Fernsehsender, Entwicklungslaboratorien, Fabrikationsstätten usw.) gingen durch Kriegseinwirkungen verloren. Beim Wiederaufbau des Fernsehens wurde von verschiedenen westeuropäischen Ländern der Wunsch nach einer einheitlichen europäischen Fernsehnorm geäußert, um später einmal einen zwischenstaatlichen Programmaustausch in einfachster Weise durchführen zu können. Die Ausarbeitung einer solchen Norm übernahm eine Untergruppe der 11. Studienkommission des CCIR unter Leitung von Dr. Gerber in Genf. Die Vorschläge dieses Ausschusses wurden im Laufe dieses Jahres den Vertretern der europäischen Länder zur Annahme vorgelegt. Die Länder Belgien, Dänemark, Italien, Holland, Schweiz und Schweden stimmten der Norm zu; Frankreich und England dagegen werden vorläufig noch an ihren bisherigen Systemen festhalten, weil ihnen die Umstellung ihrer vorhandenen technischen Einrichtungen zu kostspielig erscheint. Der westdeutsche Bundesstaat war in Genf offiziell nicht vertreten. Er wurde jedoch durch die schwedische Kommission unterrichtet und nimmt ebenfalls die neue Norm an. Die östlichen Länder waren nicht vertreten. Es hat den Anschein, als ob auch diese die Norm — wenn auch nur teilweise — übernehmen werden.

Die neue europäische Fernsehnorm nach den Empfehlungen des CCIR vom Juli 1950 legt im einzelnen folgendes fest:

A. Normen der Bildzerlegung

1. Zerlegung des zu übertragenden Bildes in 625 waagerechte Zeilen nach dem Zellen sprung-Verfahren bei 25 Bildwechseln (50 Teilbildern „Teiltrastern“) in der Sekunde.
2. Die Zerlegung des Bildes soll längs der Zeile waagerecht von links nach rechts und in senkrechter Richtung von oben nach unten mit gleichförmigen Geschwindigkeiten laufen.
3. Das Seitenverhältnis des Bildes — waagerechte zu senkrechter Bildkante — ist 4 : 3.
4. Die Frequenz des Zeilenwechsels („Zeilenfrequenz“) ist $15\,625\text{ Hz} \pm 0.1\%$.
Die Frequenz des Rasterwechsels („Rasterfrequenz“) ist 50 Hz. Sie läuft phasentarr zur Zeilenfrequenz.
5. Die Bildübertragung muß unabhängig von der Frequenz der Wechselstrom-Kraftnetze sein.
6. Gleichlauf-Impulsfolge nach besonderer Vorschrift (siehe Abschn. C).

Neu ist hierbei, daß die Zeilenfrequenz festgelegt worden ist und daß die Bildwechselfrequenz vom Gleichlauf mit dem Kraftnetz gelöst wurde. Dies erfordert die Einsetzung eines freischwingernden, frequenzkonstanten Oszillators (Quarz) zur Steuerung der Zeilenfrequenz. Die Phasentarrheit zwischen Zeilen- und Rasterfrequenz wird im allgemeinen durch Frequenzteilung der doppelten Zeilenfrequenz (31 250 Hz) auf die Rasterfrequenz herunter (50 Hz) aufrecht erhalten. Sie ist nötig zur Sicherung des richtigen Aufbaus des Zellen sprung-Rasters.

Der Fortfall des Netzgleichlaufs bedingt eine besonders gute Entbrummung aller netzgespeisten Bildgeber und Übertragungsglieder zur Vermeidung von wandernden „Brummstreifen“, die bei der Bildbetrachtung sehr störend wirken. (Stehende Brummstreifen dagegen können beträchtliche Amplituden annehmen, ohne störend aufzufallen.)

Der Grund für die Wahl dieser Vorschriften ist in dem Bestreben zu sehen, für einen zukünftigen zwischenstaatlichen Programmaustausch die erforderlichen technischen Voraussetzungen zu schaffen und Störquellen von vornherein auszuschalten. Dies gilt insbesondere in Hinblick auf Bildstörungen durch wandernde Brummstreifen, wenn Sender und Empfänger aus nicht synchronlaufenden Kraftnetzen gespeist werden.

Ferner bietet die Wahl gerade der Zahl 15 625 für die Zeilenfrequenz verschiedene Vorteile technischer Art im Hinblick auf die Frequenzteilung. Außerdem liegt sie nicht weit ab von der amerikanischen Zeilenfrequenz 15 750 Hz, so daß die Möglichkeit geboten ist, auch mit Ländern, die die amerikanische Norm eingeführt haben, einen Fernseh Programmaustausch durchführen zu können.

Ein weiterer Grund für die absolute Festlegung der Zeilenfrequenz ist der, schon jetzt die technischen Voraussetzungen für die später wahrscheinlich einmal kommende Einführung des „Punktsprung-

Verfahrens" (dot interlace method) zu schaffen. Dies besteht darin, benachbarte Bildpunkte im zeitlichen Abstand des Rasterwechsels folgen zu lassen. (Beim jetzigen Zeilensprung-Verfahren folgen benachbarte Zeilen im zeitlichen Abstand des Rasterwechsels.)

B. Normen der drahtlosen Fernsehsendung

1. Bandbreite des zur Übertragung von Bild und zugehörigem Ton zu benutzenden Kanals: 7 MHz.
2. Die Mittelfrequenz des Tonträgers liegt um 5,5 MHz höher als die Bildträgerfrequenz.
3. Die Tonträger-Mittelfrequenz liegt 0,25 MHz unterhalb der oberen Bandgrenze des Kanals.
4. Die Bildsendung wird dem Bildträger als Amplituden-Modulation aufgeprägt, wobei das untere Seitenband teilweise unterdrückt ist.
5. Das nutzbare Frequenzband der Ausstrahlungen des Bild- und Tonsenders ist durch die in Abb. 1

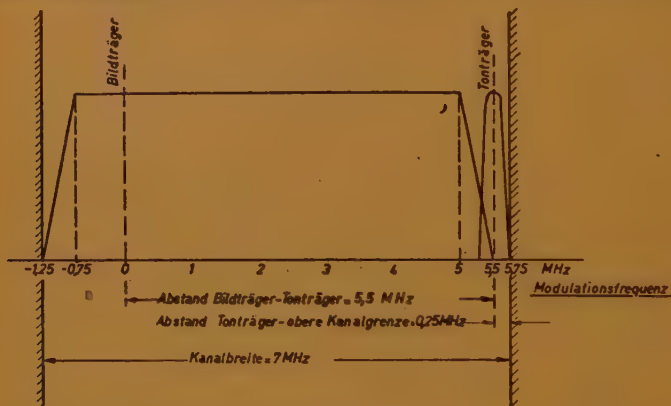


Abb. 1 Frequenzbandabgrenzung der Ausstrahlungen des Bild- und Tonsenders eines Fernsehkanals

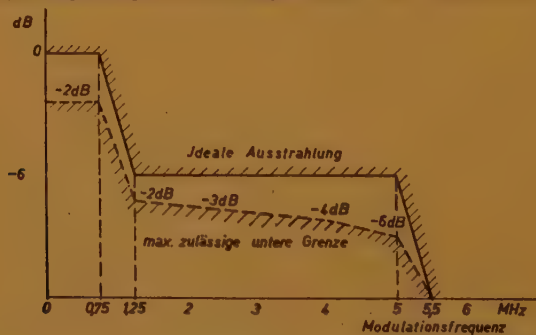


Abb. 2 Spannungspegel des vom Bildsender ausgestrahlten Modulations-Frequenzbandes nach einer idealen Gleichrichtung des Trägers

gezeichneten Begrenzungen vorgeschrieben. Die zugelassenen Toleranzgrenzen der Bildsendung sind aus Abb. 2 zu ersehen.

6. Die Amplituden-Modulation ist negativ („Negativ-Modulation“), d. h. die Zunahme der Helligkeit des übertragenen Bildes bewirkt eine Abnahme der Intensität des Bildträgers.
7. Dem „Schwarzwert“ des Fernsehbildes entspricht eine Trägeraussteuerung auf 75 % ($\pm 2\frac{1}{2}\%$) der maximalen Aussteuerung (100%). Dieser „Schwarzpegel“ von 75 % darf durch den wechselnden Bildinhalt nicht beeinflusst werden.
8. Der größte Helligkeitwert des Fernsehbildes darf den Träger nicht unter 10% seiner maximalen Aussteuerung heruntersteuern. Der „Weißpegel“ liegt also bei 10%.

9. Die Gleichlauf-Impulse steuern den Träger vom „Schwarzpegel“ (75%) aus bis auf seinen Maximalwert (100%). Der „Synchronisierungspegel“ liegt also bei 100%.
 10. Die Übertragung des Begleittons geschieht durch Frequenzmodulation des Tonträgers mit einem größten Hub von ± 50 kHz.
 11. Zur Vorverzerrung („preemphasis“) des Tonbandes soll eine Reihenschaltung aus Induktivität und Widerstand mit einer Zeitkonstanten von $50 \mu\text{sec}$ benutzt werden.
- Mit diesen Norm-Vorschriften ergibt sich die folgende Aufteilung des für die späteren deutschen Fernseh-sendungen vorgesehenen Frequenzbandes von 174 bis 216 MHz:

| Kanal | Trägerfrequenz (MHz) | |
|---------|----------------------|--------|
| | Bild | Ton |
| 1 | 175,25 | 180,75 |
| 2 | 182,25 | 187,75 |
| 3 | 189,25 | 194,75 |
| 4 | 196,25 | 201,75 |
| 5 | 203,25 | 208,75 |
| 6 | 210,25 | 215,75 |

Die „Negativ-Modulation“ wurde mit Rücksicht auf die scheinbar größere Störfreiheit des empfangenen Bildes gewählt. Einfallende hochfrequente Störungen (hauptsächlich Motor-Zündfunken-Störspannungen), die eine Energieerhöhung im Empfangskreis hervorrufen, steuern bei Negativ-Modulation die Helligkeit der Bildröhre ins Dunkle und erscheinen im Fernsehbild als schwarze Stellen. Solche werden aber vom Auge weniger störend empfunden als die sehr hellen „Störsterne“ bei der Positiv-Modulation der Fernsehsender in der vergangenen Zeit.

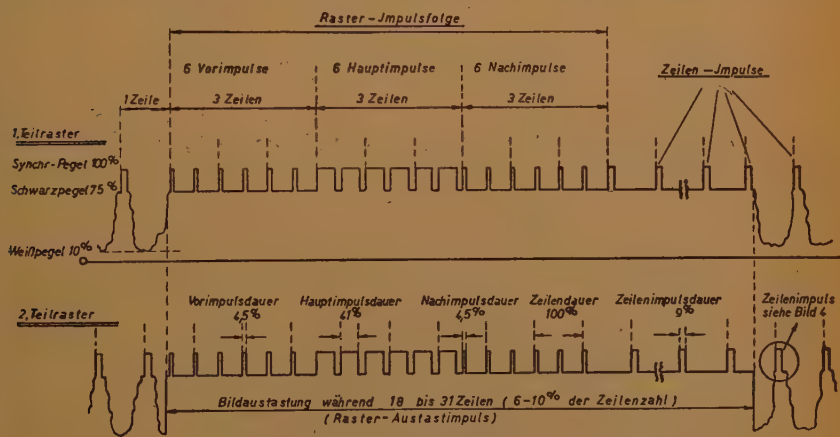


Abb. 3 Gleichlaufimpulsfolge der Rasterimpulse bei beiden Teilrastern

Außerdem bietet sich bei Negativ-Modulation die Möglichkeit einer einfachen Schwundregelung des Empfängers. Die Regelspannung kann hierbei aus der Spitzenspannung der Gleichlauf Impulse gewonnen werden.

Der vorgeschriebene Schwarzpegel muß senderseitig innerhalb der zulässigen Grenzen festgehalten werden. Schwankungen der mittleren Bildhelligkeit des übertragenen Bildes dürfen ihn nicht verändern. In Amerika wurde zur Pegelhaltung eine sog. „Klammer-Schaltung“ (clamping circuit) entwickelt, die den Schwarzpegel bei Abweichungen nach beiden Seiten hin auf den eingestellten Sollwert zurückführt. Sie ist — kurz gesagt — eine zweiseitig wirkende Schwarzsteuerung, die durch Hilfsimpulse nur während der Dauer der sog. „Schwarzscherle“ (siehe unter Abschn. C und Abb. 4) wirksam gemacht wird.

In Abb. 3 sind die Aussteuerungspegel des Senders am linken Rand des Oszillogramms für das 1. Teilraster angeschrieben.

O. Normen der Gleichlauf-Impulsfolge

Die Formen der Gleichlauf-Impulse sind in Abb. 3 für den Rasterwechsel und in Abb. 4 für den Zeilenwechsel als Oszillogramme dargestellt. Im einzelnen ist hierzu folgendes festgelegt:

1. Die zeitliche Dauer des Gleichlauf-Impulses für den Zeilenwechsel („Zeilenimpuls“) beträgt 9 % ($\pm 1\%$) der Zeilendauer.
2. Die Flankensteilheit der Impulse, d. i. die Zeit, in der die Impulsflanke von 10 % auf 90 % ihres Höchstwertes und umgekehrt von 90 % auf 10 % gelangt, darf nicht größer sein als 0,4 % der Zeilendauer.
3. Die Impulsfolge zur Steuerung des Rasterwechsels „Rasterimpuls-Folge“ setzt sich aus drei Teilen zusammen:

- a) aus 6 Vorimpulsen mit je 4,5 % der Zeilendauer, die in Abständen der halben Zeilendauer aufeinanderfolgen,
- b) aus 6 Hauptimpulsen mit 41 % der Zeilendauer, die ebenfalls in Halbzeilen-Abständen aufeinanderfolgen, und
- c) aus 6 Nachimpulsen mit der gleichen Zeitdauer wie die Vorimpulse (4,5 %), ebenfalls in Halbzeilen-Abständen.

Während der Dauer der Gleichlauf-Impulse wird der Bildinhalt durch eine andere Impulsreihe, die in den Abbildungen nicht besonders dargestellt worden ist, ausgetastet. Die Bildspannung wird dadurch auf den Schwarzpegel (75 %) gebracht. Diese Austastimpulse setzen etwas früher ein als die zugehörigen Gleichlauf-Impulse und verschwinden erst eine gewisse Zeit nach ihnen. Im einzelnen ist festgelegt:

4. Der „Zeilen-Austastimpuls“ beträgt 18 % ($\pm 1\%$) der Zeilendauer und setzt zeitlich um 1 % ($+0,5\%$, -0%) der Zeilendauer früher ein als der Zeilenimpuls.
5. Der „Raster-Austastimpuls“ tastet 6 bis 10 % der Gesamtzellenzahl aus und unterdrückt den Bildinhalt während der Dauer von 18 bis 32 Zeilen bei jedem Rasterwechsel. Er setzt zeitlich um 1 % ($+0,5\%$, -0%) der Zeilendauer früher ein als der erste der sechs Vorimpulse.

Beim Aufbau der Gleichlauf-Impulsfolge ist darauf geachtet worden, daß sich die erste Flanke der Zeilenimpulse (in Abb. 3 durch gestrichelte Verlängerungen gekennzeichnet), auf die das Zeilen-Ablenkgarät im Empfänger anspricht, auch in der zusammengesetzten Raster-Impulsfolge stetig immer nach einer Zeilendauer wiederholt. Das periodische Kippen der Zeilen-Ablenkschaltung erleidet also durch die Raster-Impulsfolge keine Unterbrechung.

Der Sinn der Einführung der Vor- und Nachimpulse in Halbzeilen-Abständen in der Raster-Impulsfolge ist der, die elektrischen Verhältnisse um den Hauptimpuls herum für die beiden Teilraster gleichmäßig zu gestalten. Man bezeichnet sie deshalb auch als „Ausgleichsimpulse“. Diese Impulse sind in ihrer Dauer nur halb so lang wie die Zeilenimpulse. Für die Gleichmäßigkeit der Rasterimpuls-Ausliebung mittels integrierender oder differenzierender Schaltungen ist ein solcher Ausgleich erforderlich, damit der Grundpegel, der sich während der Zeilenimpulsfolge im größten Teil der Teilbild-Dauer einstellt und über den sich der Raster-Hauptimpuls bei der Integration oder Differentiation erhebt, auf gleicher Höhe gehalten wird. Ist dies nicht der Fall, so kann ein „Paarigstehen“ oder sogar Aufeinanderfallen der Zeilen der beiden Teilraster die Folge sein, wodurch die Bildauflösung in senkrechter Richtung wesentlich verringert wird.

Der unter Punkt 5 definierte „Raster-Austastimpuls“ bedarf noch einer genauen Festlegung seiner Dauer, denn diese ist mitbestimmend für die Größe des im Abschnitt A Punkt 3 festgelegten Bildformates. Nach bisherigen Erfahrungen würde die Austastung von 6 % der Gesamt-Zellenzahl genügen.

Nachstehend sind die wirklichen Zeiten der Dauer der einzelnen Impulse zusammengestellt:

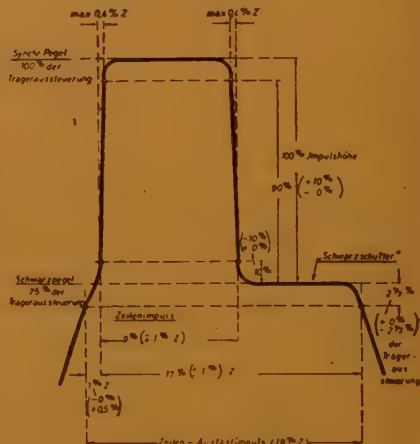


Abb. 4 Zeilen-Gleichlauf und Austast-Impuls
 $Z = \text{Zeilendauer} = 1/15625 = 64 \mu\text{sec.}$

D. Impulszeiten

| | | |
|--------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| 1. Dauer einer Zeile: | 1/15 625 sec | = 64 μ sec |
| 2. Zeilenimpuls: | 9% ($\pm 1\%$) | = 5,67 $\pm 0,64$ μ sec |
| 3. Flankensteilheit: | max. 0,4% | = 0,26 μ sec |
| 4. Ausgleichsimpuls: | 4,5% | = 2,88 μ sec |
| 5. Halbzeilendauer: | | = 32 μ sec |
| 6. Hauptimpuls: | 41% | = 26,24 μ sec |
| 7. Zeilen-Austastimpuls: | 18% ($\pm 1\%$) | = 11,5 $\pm 0,64$ μ sec |
| 8. Zeitl. Versetzung: | 1% ($\pm 0,5\%$, -0%) | = 0,64 $\pm 0,32$ μ sec. |

Die gewählte Gleichlauf-Impulsnorm ähnelt der z. Z. in Amerika gültigen RMA-Norm weitgehend. Fernsehempfänger amerikanischer Herkunft können infolgedessen ohne Änderungen der Ablenkschaltung auch in Europa verwendet werden. Die etwas geringere Bandbreite (4 MHz) der amerikanischen Empfänger verschlechtert die Bildqualität höchstwahrscheinlich nur unwesentlich. (Es ist hierbei zu bedenken, daß schon das hier genormte Frequenzband von 5 MHz nicht ganz ausreicht, um die wirkliche Auflösung des 625zeiligen Bildes zu übertragen.)

Bei der jetzt erfolgenden Einführung der neuen Fernsehnorm stehen leider noch zwei große Länder Europas (Frankreich und England) abseits. Es wäre wünschenswert, wenn auch diese sich bald zur Annahme der neuen Norm entschließen würden. Erst dann würde der Name „europäische“ Norm wirklich Gültigkeit bekommen und außerdem die Grundlage gegeben für eine zweckentsprechende räumliche Verteilung der im Fernsehband zur Verfügung stehenden 6 Kanäle über den Großraum Europas, die zum Ziele hat, Fernsehsender des gleichen Kanals möglichst weit voneinander zu trennen, um die gegenseitigen Störungen auf ein Mindestmaß zu beschränken.

G. JÄHNIG

DK 621.385.032.3:537.53

Die Austrittsarbeit bei Oxydkatoden

Im folgenden soll der Vorgang der Befreiung von Elektronen aus den Oxydkatoden näher erörtert und diskutiert werden. Um den Befreiungsvorgang der Elektronen besser verstehen zu können, muß man sich ein Bild von dem Zustand der Elektronen vor ihrer Befreiung machen.

Man nimmt an, daß der elektrische Strom durch Elektronen getragen wird, welche sich ohne merklichen Massentransport frei durch das Metall bewegen. Diese Art von Elektronen wird, im Gegensatz zu den gebundenen und nicht am Stromtransport beteiligten, als Leitungselektronen bezeichnet. Diese Leitungselektronen stehen unter dem Einfluß der komplizierten elektrischen Felder der das Metallgitter der Katode bildenden Atome und Elektronen. Ihre Wechselwirkungen untereinander lassen sich nur unter stark vereinfachten Annahmen mathematisch erfassen. Als eine sehr fruchtbare Vorstellung zur Lösung dieses Problems hat sich die erwiesen, daß man die Elektronen als ein im Metallgitter eingeschlossenes Gas betrachtet, welches sich mit diesem im Temperaturgleichgewicht befindet. Auf dieses „Elektronengas“ ist, wie wir noch sehen werden, nicht die halbklassische Boltzmann-Statistik, sondern die Fermi-Statistik anzuwenden.

Da nun die Elektronen eine bestimmte elektrische Ladung besitzen, muß das Metallinnere für jedes Elektron als ein Raum mit einem konstanten elektrischen Potential Φ betrachtet werden. Dieses Potential ist positiv gegenüber dem des Außenraumes. An der Grenze Katode-Vakuum ist also eine Potentialschwelle vorhanden, durch welche die Elektronen im Metall zusammengehalten werden. Sollen die Elektronen nun die Katode verlassen, so muß ihnen eine bestimmte Energie erteilt werden, auf Grund deren sie diesen Potentialsprung überwinden. Diese zur Befreiung der Elektronen nötige Energie kann in Form von Wärme, von Licht, durch starke elektrische Felder oder durch den Stoß auftreffender Atome, Ionen oder Elektronen erfolgen. Wir beschränken uns nur auf den Spezialfall, den Elektronen die Energie in Form von Wärme zuzuführen.

Bezeichnen wir mit E den am Metallrand vorhandenen Potentialsprung Φ , multipliziert mit der Elektronenladung e ; $E = \Phi \cdot e$, so hätten nach der Boltzmann-Statistik beim absoluten Temperaturnullpunkt sämtliche Elektronen die Energie $-E$. Das würde aber bedeuten, daß mindestens die Energie E zugeführt werden müßte, wenn ein Elektron das Metall verlassen soll. Es zeigt sich aber, daß das durchaus nicht der Fall ist, sondern daß schon bei einer Energie $< E$ Elektronen das Metall verlassen können. Aus dieser Feststellung ergibt sich schon, daß die Boltzmann-Statistik hier unzureichend ist. In der Fermi-Statistik dagegen ist die Anzahl der Elektronen in einem Energieintervall begrenzt. Beim abso-

luten Temperaturnullpunkt befinden sich die Elektronen daher in einem Energieintervall zwischen $-E$ und $-E + \mathfrak{S}$ (\mathfrak{S} bezeichnen wir als „Grenzenergie“). Diese Grenzenergie ist durch die Anzahl der Leitungselektronen bestimmt. Wir können nunmehr die Mindestenergie ω bestimmen, die zur Befreiung eines Elektrons erforderlich ist; sie beträgt:

$$\omega = E - \mathfrak{S}$$

ω ist also nichts anderes als die Austrittsarbeit. In Abb. 1 ist der Potentialverlauf zwischen Metall und Vakuum schematisch dargestellt.

Wir wollen nunmehr an Hand der Fermi-Statistik die Elektronenemission glühender Erdalkalioxyde genauer untersuchen.

Zunächst ist das Gleichgewicht zwischen gasförmiger und fester Phase statistisch zu prüfen. Wir nehmen an, daß sich in dem betrachteten Volumen V eine beliebige Anzahl von N -Molekülen befinden, von denen n als Gas (Elektronengas) vorhanden sind. Ferner seien folgende Vereinfachungen eingeführt:

1. Das Volumen der festen Phase ($N - n$) sei gegenüber dem Gesamtvolumen V zu vernachlässigen.
2. Die Moleküle der festen Phase seien starr miteinander verbunden, so daß bei der betrachteten Temperatur noch keine angeregten Schwingungen auftreten. Infolgedessen können die Wärmeenergie und die spezifische Wärme der festen Phase vernachlässigt werden.
3. Zur Abtrennung eines Moleküls von der festen Phase ist ein bestimmter Energiebetrag ω erforderlich. Bezeichnen wir nun die Energie eines bestimmten Zustands unseres aus N -Molekülen bestehenden Zweiphasensystems mit

$$W_{nj}$$

Durch den Index j werden die einzelnen zu der Verteilung ($n, N - n$) der Moleküle über die beiden Phasen gehörenden Quantenzustände voneinander unterschieden. Die Wahrscheinlichkeit des Zustands mit der Energie W_{nj} ist proportional zu:

$$P_{nj} = e^{-\frac{W_{nj}}{kT}}$$

und die Gesamtwahrscheinlichkeit aller Zustände, bei denen sich n -Moleküle in der Dampfphase befinden, proportional zu:

$$P_n = \sum_j P_{nj} = \sum_j e^{-\frac{W_{nj}}{kT}} \quad (1)$$

Aus dieser Beziehung ist P_n zu berechnen und ihr Maximum in Abhängigkeit von n zu suchen. Für die aus der Gesamtzahl N ausgewählten Moleküle, welche die Gasphase bilden, gibt es $\left(\frac{N}{n}\right)$ untereinander gleichwertige Möglichkeiten. Die restlichen $(N - n)$ -Moleküle können auf $(N - n)!$ verschiedene Weise über die Gitterpunkte der festen Phase verteilt werden. Nach der erfolgten Annahme 2 entspricht diesen $(N - n)!$ Möglichkeiten ein und derselbe Quantenzustand der festen Phase, da höhere Zustände bei der betrachteten Temperatur nicht besetzt sein sollen. Wir können nunmehr jedem der n -Gasmoleküle für seine Translationsbewegung eine bestimmte kinetische Energie zuordnen. Diese kinetische Energie ergibt sich auf Grund der Quantenbedingungen zu:

$$L_{n_1 n_2 n_3} = \frac{h^2}{8ma^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)$$

Die gesamte kinetische Energie der n -Gasmoleküle ist dann gleich:

$$\sum_{i=1}^n L_{ri}$$

Es bedeutet also L_{ri} die kinetische Energie des i -ten Moleküls der Gasphase. Fügen wir weiter, entsprechend der Annahme 3, den Ausdruck der Energie hinzu, die zur Abtrennung der n -Moleküle von der festen Phase nötig ist, so ergibt sich als Gesamtenergie

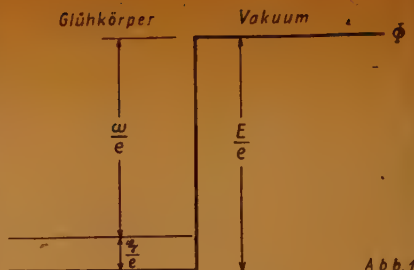


Abb. 1

$$W_{nj} = n \omega + \sum_{i=1}^n L_{ri}$$

des Zustandes (nj), der entsprechend den $\binom{N}{n}$ Aussonderungs- bzw. $(N-n)!$ Verteilungsmöglichkeiten der dampfförmigen bzw. festen Phase $\binom{N}{n} (N-n)! = \binom{N}{n}!$ fach entartet ist. Der Ausdruck (1) nimmt dann folgende Gestalt an:

$$P_n = \frac{N!}{n!} \sum_{r_1, r_2, \dots, rn=0}^{\infty} e^{-\frac{1}{kT} (n \omega + \sum_{i=1}^n L_{ri})} = \frac{N!}{n!} e^{-\frac{n \omega}{kT}} \left(\sum_{r=0}^{\infty} e^{-\frac{L_r}{kT}} \right)^n \quad (2)$$

Zur Berechnung der Summe in vorstehender Gleichung setzen wir die Zahl der Quantenzustände der Translationsbewegung eines Moleküls in einem Intervall der kinetischen Energie von L bis $L + dL$ gleich:

$$dQ = \frac{2 \pi V}{h^3} (2 m)^{3/2} \sqrt{L} dL$$

Die Summe ist dann einfach das Integral dieser Gleichung:

$$\frac{2 \pi V}{h^3} (2 m)^{3/2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{L}{kT}} \sqrt{L} dL$$

Nach ausgeführter Integration

$$\sum_{r=0}^{\infty} e^{-\frac{L_r}{kT}} = \frac{V}{h^3} (2 \pi m kT)^{3/2}$$

wird somit (2)

$$P_n = \frac{N!}{n!} e^{-\frac{n \omega}{kT}} \frac{V^n}{h^3 n} (2 \pi m kT)^{3/2} \quad (3)$$

Um nun die mathematische Operation zu erleichtern, wollen wir aus dem Ausdruck (3) nicht das Maximum von P_n , sondern von $\ln P_n$ bestimmen. Wir können dann nach einer vereinfachten Stirlingschen Formel

$$\ln n! = n (\ln n - 1)$$

setzen und erhalten somit:

$$\ln P_n = N (\ln N - 1) + n \left(1 - \ln n - \frac{\omega}{kT} + \ln \frac{V (2 \pi m kT)^{3/2}}{h^3} \right)$$

Da nun im Maximum diese Ableitung gleich Null sein muß

$$1 - \ln n - \frac{\omega}{kT} + \ln \frac{V (2 \pi m kT)^{3/2}}{h^3} - 1 = 0$$

ergibt sich für die Dichte des bei der Temperatur T im Gleichgewicht mit der festen Phase befindlichen gesättigten Dampfes die Gleichung

$$\frac{n}{V} = \frac{(2 \pi m kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (4)$$

Nach unserer Annahme 2 ist die innere Energie und die spezifische Wärme der festen Phase gleich Null. Nach dem Nernstschen Wärmesatz muß dann auch ihre Entropie und ihre freie Energie verschwinden. Die gesamte freie Energie F des Systems besteht dann nur aus der freien Energie der Gasphase, die sich aus der Abtrennungsarbeit und der Energie der thermischen Bewegung $\frac{3}{2} n k T$ zusammensetzt.

Für die Entropie als Funktion von V , n und T ist $s = s(V, n, T)$ und wird die freie Energie gleich:

$$F = n \left(\omega + \frac{3}{2} k T \right) - T s(n, V, T)$$

Da nun im thermodynamischen Gleichgewicht die freie Energie ein Minimum hat, können wir auch schreiben:

$$\frac{\delta F}{\delta n} = \omega + \frac{3}{2} k T - T \frac{\delta s}{\delta n} = 0$$

Ersetzen wir nun das ω aus (4), so erhalten wir:

$$\frac{\delta s}{\delta n} = -k \ln n + \frac{3}{2} k + k \ln \frac{V (2 \pi m k T)^{3/2}}{h^3}$$

Durch Integration nach n erhalten wir die Entropie zu:

$$\begin{aligned} s &= \int_0^n \left[-k \ln n + \frac{3}{2} k + k \ln \frac{V (2 \pi m k T)^{3/2}}{h^3} \right] d n \\ &= -k n (\ln n - 1) + \frac{3 k n}{2} + k n \ln \frac{V (2 \pi m k T)^{3/2}}{h^3} \\ &= -k n \left[\frac{3}{2} \ln T - \ln \frac{n}{V} + \ln \frac{(2 \pi m k)^{3/2}}{h^3} e^{3/2} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Nun führen wir das Energieniveau der Elektronen im Glühkörper ein und bezeichnen es mit μ_E (auch chemisches Potential genannt). Dieses Niveau stellt denjenigen Teil der freien Energieänderung dar, der durch die Wechselwirkung des Elektrons mit seiner nächsten Umgebung hervorgerufen wird. In μ_E ist also neben kinetischen und statistischen Gliedern nur die potentielle Energie enthalten, die das Elektron in bezug auf die benachbarten korpuskularen Ladungen innerhalb des Glühkörpers besitzt. Bezeichnen wir ferner das niedrigste Niveau, auf dem sich ein (überschüssiges) Leitungselektron (Θ) in dem betreffenden Halbleiter befinden kann, mit E_Θ , so ergibt sich für μ_E mit Hilfe der ein wenig umgestellten Gleichung (5) der Ausdruck:

$$\mu_E = E_\Theta + R T \left[-\frac{3}{2} \ln T + \ln c_\Theta - \ln (2 \Gamma M^{3/2}) \right]$$

mit den Vereinfachungen:

$$\Gamma = \frac{(2 \pi k)^{3/2}}{h^3 N^{3/2}} \quad (7)$$

M bedeutet die Masse des Elektronengases im Halbleiter (je Molekül). Zum besseren Verständnis wollen wir die Energieniveaus der Elektronen im Bariumoxyd schematisch darstellen. Bedeutet E_D die Energie des äußersten Valenzelektrons der im Ba-Oxyd überschüssigen Ba-Atome und E_Θ (wie schon erwähnt) das niedrigste Niveau eines Leitungselektrons, so ergibt sich für die Dissoziationsenergie $E_{D\Theta}$ der Ausdruck (vergleiche Abb. 2)

$$E_{D\Theta} = E_\Theta - E_D \quad (8)$$

Ferner bezeichnen wir mit c_Θ die Konzentration der abdissoziierten Elektronen (Mol. je cm^3). Die Konzentration ergibt sich aus dem Gleichgewicht von Entstehung und Wiedervereinigung; sind die Konzentrationen so gering, daß sich die beiden Prozesse nicht beeinflussen, so ist die Anzahl der entstehenden Teilchen proportional der Konzentration $c_D \times$ der noch nicht dissoziierten Donatoren, die Zahl der durch Wiedervereinigung verschwindenden Teilchen aber proportional dem Produkt $c_\Theta \cdot c_D^+$ der Konzentration der Leitungselektronen und der ionisierten Donatoren. Ist K eine von der Konzentration unabhängige Massenwirkungskonstante, so ist:

$$\frac{c_\Theta c_\Theta^+}{c_D^+} = K$$

Nehmen wir weiter an, daß die Elektronen und die ionisierten Donatoren die einzigen nicht neutralen Korpuskeln innerhalb des Halbleiters sind, muß wegen der Neutralitätsbedingung $c_\Theta = c_D^+$ sein, also nach (8):

$$c_\Theta = \sqrt{K} \sqrt{c_D^+} \quad (9)$$

Da die Massenwirkungskonstante K von der Dissoziationsenergie $E_{D\Theta}$, der absoluten Temperatur und von der Elektronenmasse abhängig ist, kann man sie auch folgendermaßen ausdrücken:

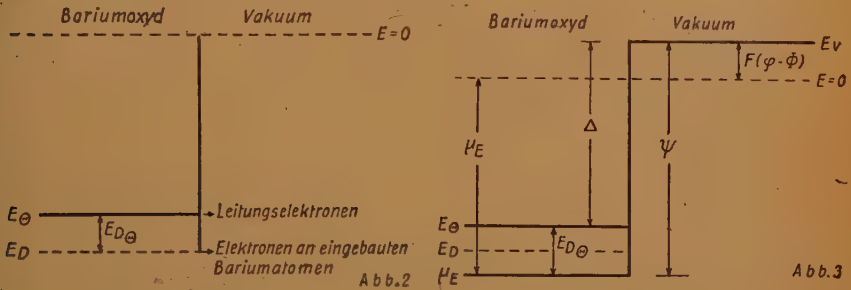
$$K = e^{-\frac{E_{D\Theta}}{RT}} M^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} I \quad (10)$$

Für Γ ist der Ausdruck (7) zu setzen.

Das chemische Potential μ_E der Elektronen in BaO kann nun einfach gleich dem chemischen Potential μ_Θ der ideal gasförmig angenommenen Leitungselektronen gesetzt werden. Aus dieser Voraussetzung und mit den Beziehungen (9) und (10) ergibt sich für (6) der Ausdruck:

$$\mu_E = E_\Theta - \frac{E_{D\Theta}}{2} + RT \left[\frac{1}{2} \ln c_D^\times - \frac{3}{4} \ln T - \frac{1}{2} \ln (2 \Gamma M^{\frac{3}{2}}) \right] \quad (11)$$

Man erkennt also hieraus, daß das μ_E -Niveau in Halbleitern eine Konzentrations- und Temperatur-



abhängigkeit besitzt im Gegensatz zu den reinen Metallen, bei denen die Fermikante eine konstante Lage aufweist.

Sollen außer μ_E noch (fernwirkende) potentielle Energien berücksichtigt werden, so können sie nur von den aus der elektrostatischen Theorie der Leiter und Dielektrika bekannten Raumladungen, Flächenladungen und Doppelschichten herrühren. Die Wirkungen dieser Ladungen werden aber durch den Unterschied der elektrostatischen (Leerraum-) Potentiale in der Anfangs- und Endlage des Elektrons erfaßt. Bedeutet φ das elektrostatische Potential im Vakuum, Φ das im Innern des Glühkörpers, so wird beim Übergang eines Mols Elektronen aus dem Vakuum in den Glühkörper die elektrische Arbeit $-F(\Phi - \varphi)$ geleistet; $-F$ ist hierbei die Ladung eines Mols Elektronen ($F = \text{Faraday-Äquivalent}$). Wir können nunmehr die Austrittsarbeit ausdrücken, sie ergibt sich zu:

$$\psi = -\mu_E - F(\varphi - \Phi) \quad (12)$$

Der Absolutwert des Potentialsprunges $\varphi - \Phi$ und dessen Abhängigkeit von der Aktivierung läßt sich nicht bestimmen. Wir wollen jedoch den elektrostatischen Anteil $-F(\varphi - \Phi)$ von ψ mit dem inneren Energieniveauanteil $E_\Theta - \mu_E$ zusammenfassen und als „Äußere Austrittsarbeit“ Δ bezeichnen.

$$\Delta \equiv E_\Theta - F(\varphi - \Phi) \quad (13)$$

Wir können also die Austrittsarbeit in (12) unter Verwendung von (11) und (13) wie folgt ausdrücken:

$$\psi = \Delta + \frac{E_{D\Theta}}{2} - RT \left[\frac{1}{2} \ln c_D^\times - \frac{3}{4} \ln T - \frac{1}{2} \ln (2 \Gamma M^{\frac{3}{2}}) \right] \quad (14)$$

Die Abb. 3 zeigt die Lage von μ_E einer nur mäßig aktivierten Ba-Katode (Ba $^\times$ -Gehalt in Ba O $\ll 1\%$),

bei der μ_E unterhalb des E_D -Niveaus liegt. Das Glied $-\frac{1}{2} \ln (\Gamma M^{\frac{3}{2}})$ ist so stark positiv, daß es durch

das Glied $-\frac{3}{4} \ln T$ noch nicht kompensiert wird. Wird nun C_D^\times ziemlich klein ($< 10^4$), so daß das ganze Klammerglied erheblich negativ wird, wird die thermodynamische Austrittsarbeit wesentlich größer als $\Delta + E_{D\Theta}/2$. Dieser Zustand würde also der größten praktisch möglichen Aktivierung (Größenordnung 1% Ba $^\times$ je Mol. Ba O) entsprechen, während für verschiedenes C_D^\times die Austrittsarbeit einen beliebig hohen Wert annimmt.

Praktisch wird das völlige Verschwinden von C_0 mit verschwindender Störstellenkonzentration c_D durch die Eigendissoziation der Gitterelektronen verhindert, welche einer sehr viel größeren Dissoziationsarbeit E entspricht. In ganz analoger Weise läßt sich dann die Austrittsarbeit aus den thermischen Gleichgewichtsbetrachtungen ableiten und ist konstant gleich $\Delta + E/2$. Die maximale Änderung von φ bei der Aktivierung durch Variation der Störstellenkonzentration im Innern ist also von der Größenordnung ($E - E_D \theta$)/2 abhängig; da nun E in der Größenordnung von mehreren Volt, $E_D \theta$ dagegen nur in der Größenordnung von einigen Zehntelvolt angenommen werden kann, ändert sich also in dem betrachteten Falle die thermische Austrittsarbeit um ein Elektronenvolt und damit die Emission bei $T = 1000^\circ \text{O}$ um rund 5 und mehr Zehnerpotenzen. Es können also durch diesen Effekt die beachteten Emissionsänderungen vollkommen erklärt werden.

NEUE DEUTSCHE PATENTE

1. Patent-Anmeldungen

21a¹, 9/02. p 30 835 D

3. 1. 49 16. 11. 50

(Großbritannien: 30. 9. 47)

N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Holland

„Röhrenoszillator“ (5).

21a¹, 9/02. p 37 235 D

18. 3. 49 16. 11. 50

(Niederlande: 12. 4. 48)

Philips; „Röhrengenerator“ (11)

21a¹, 32/35. p 28 775 D

30. 12. 48 16. 11. 50

(Frankreich: 10. 9. 46)

Compagnie pour la Fabrication des Compteurs et Matériel d'Usines à Gaz, Montrouge, Seine, Frankreich; „Anordng. z. Betriebe einer Fernsehbildzerlegerröhre“ (5)

21a¹, 32/35. p 40 569 D

22. 4. 49 16. 11. 50

Fernseh GmbH, Darmstadt;

„Verf. z. Herstellg. sehr feinmasch. Netzfollen“ (4)

21a¹, 32/54. N 293

17. 12. 49 16. 11. 50

(Niederlande: 21. 12. 48)

Philips; „Braunsche Röhre f. Fernsehempfang“ (10)

21a¹, 34/11. C 532

17. 2. 50 16. 11. 50

(Großbritannien: 18. 2. 49)

Cathodeon Ltd., Cambridge, England; „Durch einen Lichtstrahl abtast. gesteuert. Bildsender, insb. z. Filmübertrag.“ (5)

21a¹, 1/01. p 28 875 D

30. 12. 48 16. 11. 50

(V. St. Amerika: 18. 6. 47)

Western Electric Comp., Inc.,

New York, N. Y., V. St. A.

„Elektroakust. Übertrager“ (7)

21a¹, 8. St 471

16. 1. 50 16. 11. 50

Dr. Steeg & Reuter GmbH., Bad

Homburg v. d. Höhe; „Piezo-

elektr. Membranmikrof.“ (3).

21a¹, 8. St 487

19. 1. 50 16. 11. 50

Dr. Steeg & Reuter; „Piezoelektr.

Klangzellenmikrofon“ (4)

21a¹, 14/02. p 36 780 D

14. 3. 49 16. 11. 50

Siemens & Halske AG., Berlin u.

München; „Rundstrahlend.

Druckkammerlautspr.“ (7)

21a¹, 18/04. p 53 833 D

3. 9. 49 16. 11. 50

C. Lorenz AG., Stuttgart-Zuffen-

hausen; „Anordng. z. Auf-

nahme u. Wiedergabe eines

breiten Tonfrequenzbandes auf

elektr. Wege“ (7)

21a¹, 14/01. N 570

1. 3. 50 16. 11. 50

(Großbritannien: 27. 9. 48)

Philips; „Senderschaltg. f. phasen- od. frequenzmodul.

Schwingg.“ (5)

21a¹, 24/01 p 40 77 B

6. 9. 49 16. 11. 50

Markworth GmbH., Berlin N 65;

„Zwischenfrequenzstufel. Überlagerungsempfäng.“ (7)

21a¹, 29/04. N 670

29. 3. 50 16. 11. 50

Norddeutsche Mende-Rundfunk-

GmbH., Bremen-Hemelingen;

„Rundfunk-Bandfilter m. ver-

änderl. Bandbreite“ (5)

21a¹, 46/02. p 28 869 D

30. 12. 48 16. 11. 50

(V. St. Amerika: 22. 1. 46)

Western Electric Comp., Inc.;

„Dielektr. Wellenwandler f.

elektr. Mikrowellen“ (21)

21a¹, 73. p 11 425 D

1. 10. 48 16. 11. 50

Siemens & Halske; „Elektr. Hohl-

leiter f. d. Übertrag. v. Wellen

im Zentimeterbereich“ (4)

21g, 13/16. p 26 540 D

23. 12. 48 16. 11. 50

(V. St. Amerika: 15. 3. 47)

Philips; „Magnetron d. Hohlraumresonatortype u. Verf. z.

Herstellg. eines solch. Magn-

etrons“ (7)

21g, 13/17. p 54 158 D

6. 9. 49 16. 11. 50

(Niederlande: 9. 9. 48)

Philips; „Vorrichtg. z. Erzeugg.

z. Verstärkg. od. z. Modullegg.

elektr. Wellen m. einer Wellen-

länge v. einigen Dezimetern od.

wenig., welche eine elektr. Ent-

ladungsröhre enthält, in d. ein

Elektronenbündel durch d.

Wechselwirkg. m. einer laufend.

- Welle abgelenkt wird u. f. eine solche Vorrichtg. bestimmte Röhre" (5)
- 21g, 13/27. N 695
5. 4. 50 16. 11. 50
(Niederlande: 9. 4. 49)
Philips; „Elektr. Entladungsröhre m. Mitteln z. Bildg. u. Ablenk. eines Elektronenbündels" (10)
- 21g, 13/60. P 424
12. 12. 49 16. 11. 50
Philips; „Elektronenröhre z. opt. Spannungsanzeige, insb. Abstimmanzeigeröhre" (9)
- 21g, 29/40. N 579
3. 3. 50 16. 11. 50
(Niederlande: 7. 3. 49)
Philips; „Elektronenopt. System, insb. f. Bildwandlerröhren" (7)
- 21a¹, 34/11. p 24 754 D
13. 12. 48 23. 11. 50
(V. St. Amerika: 13. 12. 47)
Hazelton Corp., Washington, D. C., V. St. A.; „Einrichtg. z. Stabilisierg. d. Bildwiedergabe in Fernsehempfäng." (14)
- 21a¹, 12/01. p 25 947 D
21. 12. 48 23. 11. 50
Dr.-Ing. H. Henrich, Oldenburg, Holst.; „Verf. z. nachträgl. Änderg. d. tiefsten Eigenresonanzfrequenz v. Lautsprechermembranen" (9)
- 21a¹, 18/04. p 8837 D
1. 10. 48 23. 11. 50
Telefunken Ges. f. drahtlose Telegraphie mbH., Berlin SW 61; „Einrichtg. z. Klangfarbenregelg." (9)
- 21a¹, 29/01. p 53 186 D
27. 8. 49 23. 11. 50
Telefunken; „Verf. z. Übertrag. v. Nachr. m. Hilfe v. phasen- od. längenmodul. Impulsen" (5)
- 21a¹, 29/01. Sch 1804
14. 4. 50 23. 11. 50
G. Schaub Apparatebauges. mbH., Pforzheim; „Schaltungsanordnung z. wahlweisen Demodul.
- frequenz- od. amplitudenmodul. Signalträger" (4)
- 21c, 55/01. p 20 794 D
4. 11. 48 23. 11. 50
Philips; „Gesinterter elektr. Widerstand" (8)
- 21g, 10/03. p 34 129 D
14. 2. 49 23. 11. 50
Süko Ges. z. Herstellg. v. Radioeinzelteilen, Murnau, Obb.; „Verf. z. Formierg. d. Metallfolienbänder f. Elektrolyt-Kondensat." (5)
- 21g, 13/10. p 49 444 D
19. 7. 49 23. 11. 50
(Niederlande: 22. 7. 48)
Philips; „Verf. z. Herstellg. einer Elektronenröhre m. geringen Elektrodenabständen" (5)
- 42g, 10/02. p 10 746 D
1. 10. 48 23. 11. 50
Siemens & Halske; „Magnettonbänderverf. u. Einrichtg. zu ihrer Behandlg." (5)
- 42g, 8/07. p 11 435 D
1. 10. 48 23. 11. 50
Deutsche Grammophon GmbH., Hannover; „Magnettonband" (3)
- 42g, 9/04. p 40 917 D
26. 4. 49 23. 11. 50
Siemens & Halske; „Vorrichtg. z. Abtastg. v. mehreren auf einem Film nebeneinander angeordn. Tonspuren" (8)
- 42g, 10/01. p 10 635 D
1. 10. 48 23. 11. 50
Siemens & Halske; „Anordng. z. elektromagn. Aufzeichng." (8)
- 42g, 10/01. p 11 449 D
1. 10. 48 23. 11. 50
Siemens & Halske; „Verf. z. elektromagn. Aufzeichnung v. Nachr." (3)
- 21a¹, 32/54. N-662
27. 3. 50 30. 11. 50
(Niederlande: 30. 3. 49)
Philips; „Elektronenstrahlröhre f. Fernsehempfang" (6)
- 21a¹, 33/40. p 51 903 D
12. 8. 49 30. 11. 50
(Großbritannien: 16. 8. 48)
Philips; „Fernsehbildsynchronisationsschaltg." (7)
- 21a¹, 34/31. p 26 166 D
22. 12. 48 30. 11. 50
(Niederlande: 10. 6. 47)
Philips; „Anordng. z. Senden u. Empfangen ruhender od. bewegter Farbbilder" (28)
- 21a¹, 2/01. p 22 400 D
22. 11. 48 30. 11. 50
(Frankreich: 16. 8. 48)
G. Widmann & Söhne KG, Schwenningen/Neck.; „Dynam. Lautsprecher-System" (4)
- 21a¹, 2/01. p 27 117 D
27. 12. 48 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Lautsprecher m. Druckkammer" (6)
- 21a¹, 3. p 10 753 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Mikrophon, vorzugsw. Kondensatormikrophon" (4)
- 21a¹, 3. p 51 169 D
5. 8. 49 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Anordng. f. Kondensator- od. Kristallmikrophone" (8)
- 21a¹, 11. p 10 767 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Elektrodynam. Lautsprecher" (3)
- 21a¹, 14/05. p 10 754 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Mikrophon, vorzugsw. Kondensatormikrophon" (5)
- 21a¹, 18/50. p 4567 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Vorrichtg. z. Ermittl. d. Übertragungsmaßes v. Schallaufnahmege-räten" (5)
- 21a¹, 18/50. p 48 586 D
11. 7. 49 30. 11. 50
Siemens & Halske; „Einrichtg. z. Prüf. v. elektroakust. Übertragungssystemen" (3)

- 42g, 8/08. p 55 610 D
21. 9. 49 30. 11. 50
J. Michel, Augsburg; „Verf. z. stereophon. Tonaufnahme u. Wiedergabe mittels Magnettongeräten“ (5)
- 42g, 10/01. p 9447 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Blaupunkt-Werke GmbH, Zweigniederlassg. Darmstadt, Darmstadt; „Verf. z. magnet. Tonaufzeichng.“ (5)
- 42g, 10/01. p 10 986 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Blaupunkt; „Sprech- oder Hörsprech- u. Magnettonaufzeichng.“ (5)
- 42g, 18. p 3292 B
21. 6. 49 30. 11. 50
C. Lorenz AG., Berlin-Tempelhof; „Selbst- u. Bandförderungs-einrichtg. m. angetrieb. Auf- u. Abwickeltrommel, insb. f. Filmsprechmasch., Stahlton- u. Magnetton-Apparate“ (5)
- 42g, 18. p 9431 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Blaupunkt; „Selbsttät. Abstellvorrichtg. f. Tonaufnahme od. Wiedergabegeräte m. bandförm. Lautschriftträger“ (5)
- 42g, 18. p 14 880 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Nordwestdeutscher Rundfunk, Hamburg 13; „Schallwiedergabegerät f. magnet. Tonaufzeichng.“ (4)
- 42g, 18. p 8 976
8. 12. 49 30. 11. 50
LICENTIA Patent-Verwaltungs-GmbH., Hamburg 36; „Antriebsanordng. f. Schallaufzeichngs- u. Wiedergabegeräte m. nichtperforiert. bandförm. Phonogrammträgern, insb. Magnettongeräten“ (5)
- 42g, 21/03. p 10 970 D
1. 10. 48 30. 11. 50
- Blaupunkt; „Kombiniert. Magnetton- u. Magnetton-Plattenspieler“ (4)
- 42g, 21/05. p 10 987 D
1. 10. 48 30. 11. 50
Blaupunkt; „Antrieb f. rillenlose Schallplatten“ (5)
- 21a¹, 35/10. p 20 768 D
4. 11. 48 7. 12. 50
(Niederlande: 15. 1. 46)
Phillips; „Schaltg. z. Synchronis. d. Bildsägezahngenerators in einem Empfäng. f. stillstehende od. bewegl. Bilder“ (8)
- 21a², 2/01. p 11 872 D
1. 10. 48 7. 12. 50
Siemens & Halske; „Fremderregtes Lautsprechersystem“ (3)
- 21a³, 5/01. p 39 040 D
6. 4. 49 7. 12. 50
Siemens & Halske; „Mechan. elektr. Schwingungsumsetzer, insb. Mikrophon od. Tonabnehmer“ (5)
- 21a⁴, 14/02. p 33 307 D
4. 2. 49 7. 12. 50
Siemens & Halske; „Druckkammerlautsprecher m. mehreren Trichtern“ (7)
- 21a⁵, 16/01. p 3279 B
26. 6. 49 7. 12. 50
Siemens & Halske; „Elektroakust. Übertragungsanlage“ (5)
- 21a⁶, 29/01. p 39 018 D
6. 4. 49 7. 12. 50
Blaupunkt; „Anordng. z. Empfang amplituden- u. frequenzmodul. Wellen“ (6)
- 21a⁷, 29/01. p 46 412 D
20. 6. 49 7. 12. 50
Fernseh GmbH.; „Diskriminator-schaltg. f. Frequenzmodulation“ (8)
- 21a⁸, 29/03. p 11 884 D
1. 10. 48 7. 12. 50
Siemens & Halske; „Rundfunkgerät m. störungsfreier Stationsabstimmg.“ (6)
- 21a⁹, 35/10. p 21 554 D
11. 11. 48 7. 12. 50
Blaupunkt; „Magnettongerät m. Hochfrequenzgenerator“ (5)
- 21c, 36/10. R 772
16. 1. 50 7. 12. 50
Rohde & Schwarz. München 9; „Welligkeitsmeßleltg. f. Meterwellen“ (4)
- 21g, 10/03. p 11 415 D
1. 10. 48 7. 12. 50
Siemens & Halske; „Elsenelektrolytkondensator“ (5)
- 21g, 13/14. p 12 862 D
1. 10. 48 7. 12. 50
LICENTIA; „Röhre großen Leistungsverbrauchs, insb. Endröhre“ (4)
- 21g, 13/24. L 624
19. 12. 49 7. 12. 50
E. Letz GmbH, Wetzlar; „Verwendg. eines Zyklotrons als Elektronenquelle f. Entladungsgefäße aller Art“ (8)
- 21g, 13/25. p 19 307 D
22. 10. 48 7. 12. 50
(Niederlande: 8. 8. 44)
Phillips; „Elektr. Entladungsröhre m. einem Leuchtschirm“ (8)
- 2. Patent-Erteilungen**
42g, 10/02. 801 352. p 43 450 D
21. 5. 49
Badische Anilin- & Soda-Fabrik, Ludwigshafen/Rh.; „Verf. z. Herstellg. v. Magnetogramträgern“
- 21a⁴, 72/02. 801 641. p 6054 D
2. 10. 48
C. Bär, Schalksmühle/Westf.; „Vielfachumschalter f. Rundfunkempf., insb. Wellenbereichumschalter“
- 21c, 55/01. 801 572. p 46 524 D
22. 6. 49
Wandel & Goltermann, Reutlingen; „Verf. z. Abstimmen v. Schichtwiderständen“

REFERATE

Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

Hochbelastbare Glühkatoden

In Elektronenröhren für verschiedene Zwecke werden heute drei Katodenarten verwendet, die Wolframkatode, die thoriierte Wolframkatode und die Oxydkatode. Ihre Eigenschaften weichen entsprechend ihren verschiedenen Emissionsmechanismen voneinander ab, so daß man gewisse Röhrentypen vorwiegend mit der einen Katodensorte und andere Typen mit einer anderen Katodenart herstellt. Hierüber gibt die Tabelle I Aufschluß. Sie enthält die charakteristischen Daten solcher Katoden nebst ihrem Verhalten gegenüber besonderen Belastungsbedingungen sowie die Hauptanwendungsgebiete.

Gegen die allgemeine Verwendung der Oxydkatode für alle Zwecke sprechen trotz ihrer großen Wirtschaftlichkeit und Ergiebigkeit folgende Nachteile:

1. Die Katode kann schon durch geringe Sauerstoffmengen vergiftet werden. Die Emission geht dabei infolge der Oxydation der Bariumstöratome erheblich zurück.
2. Durch verdampfendes Barium oder Strontium wird die Gitteremission und bei einigen Röhrentypen die Anodenrückzündung begünstigt.
3. Die in Röhren mit hohen Spannungen besonders starken elektrostatischen Kräfte rufen Sprüh- und Spratzerscheinungen oder ein Ablösen der Emissionsschicht hervor.
4. Schnelle Gasionen zertrommeln die Emissionsschicht.

Hieraus erklärt sich die Tatsache, daß die Oxydkatode bei einigen Röhrenarten (Senderöhren, Röntgenröhren) die Wolframkatode nicht verdrängen konnte.

Die moderne Ultrakurzwellen- und Radartechnik benötigt aber Röhren, die allen obengenannten Beanspruchungen gewachsen sein müssen, da sie gleichzeitig auftreten: Hohe Spannungen, sehr starke kurzzeitige Emissionsströme, Beständigkeit gegen Elektronenbombardement, Gasreste infolge großer, schwer entgasbarer Kupferelektroden, kleine Katodenabmessungen. Die meisten dieser Umstände sind z. B. bei Magnetrons vorhanden und bereiten dem Röhrenhersteller große Schwierigkeiten. Die Lebensdauer solcher Röhren ist daher meist unbefriedigend.

Aufbau der L-Katode

In den Philipslaboratorien ist ein neuer Katodentyp, die sogenannte L-Katode, entwickelt worden¹⁾. Ihr Aufbau ist in Abb. 1 gezeichnet. Die linke Skizze stellt eine Katode mit zylindrischer, die rechte eine solche mit kreisförmiger Emissionsfläche dar. In dem dünnwandigen Molybdäntopf A steckt die isolierte Wolframheizwendel F. Auf diesem Molybdänt Träger ist die aktive Emissionsschicht P (Barium- bzw. Strontiumoxyd) aufgebracht. Das wesentliche an der Neuerung ist die Abdeckung der Oxydschicht P nach außen hin durch poröses Wolfram (B) in Form eines Zy-

¹⁾ H. J. Lemmens, M. J. Jansen und R. Loosjes: Philips Technische Rundschau, 1950, Heft 12, S. 349—358.

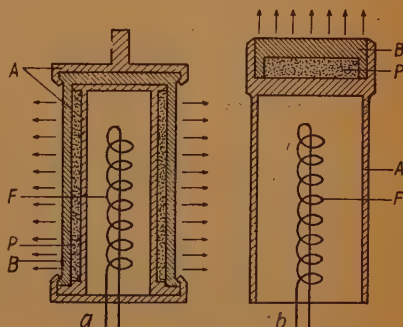


Abb. 1 Aufbau der L-Katode (Schnitzzeichnung)
a) Katode mit zylindrischer Emissionsfläche b) Katode mit kreisförmiger Emissionsfläche A Molybdäntopf, B poröser Wolframmantel, P Emissionsschicht, F isolierter Glühfaden



Abb. 2. Lichtbild verschiedener Philips-L-Katoden. Im Hintergrund zylindrische, vorn topförmige Ausführungsformen. Werkaufr. Philips

linders (links) oder eines Deckels (rechts). Die porösen Wolframteile werden durch Pressen und Sintern von Wolframpulver hergestellt. Die zylindrische Konstruktion ist vorwiegend für Magnetrons, die andere für Klystrons, Scheibendioden und -trioden, Katodenstrahlröhren und Ikonoskope geeignet. Abb. 2 zeigt im Lichtbild verschiedene Ausführungsformen der Philips-L-Katode.

Zur Herstellung solcher Katoden ist noch zu bemerken, daß die eigentliche Emissionssubstanz P identisch mit dem bei Oxydkatoden üblichen Gemisch von Barium- und Strontiumoxyd ist. Dieses gewinnt man aus den Karbonaten, die aufgestrichen oder gespritzt und später beim Pumpen der Röhre durch Erhitzen auf 1100°C in Oxyd umgewandelt werden. Bei der L-Katode kann die Substanz P als Pastille oder als Aufstrich am Träger A angebracht werden. Sodann wird der poröse Wolframzylinder bzw. -deckel B übergeschoben und die Katode in die Röhre eingebaut. Beim Umwandeln der Karbonate auf der Pumpe entweicht Kohlenoxyd durch die Poren der Wolframschicht und wird abgesaugt. Bei weiterer Erhitzung wird das Oxyd aktiviert und beginnt zu emittieren, wobei die Elektronen aus den Poren des Mantels heraustreten. Die Betriebstemperatur liegt zwischen 900 und 1350°C .

Emissionsmechanismus

Trotz ihrer Ähnlichkeit mit der Oxydkatode gehorcht die L-Katode einem anderen Emissionsmechanismus. Dies geht zunächst aus der Austrittsarbeit hervor, die bei $1,6$ bis $2,0$ (Oxydkatode $1,0$ bis $1,5$) e-Volt liegt. Das für ein einwandfreies langdauerndes Arbeiten von Oxydkatoden erforderliche innere Gleichgewicht zwischen Bariumerzeugung und -verdampfung ist bei den hohen Betriebstemperaturen der L-Katode nicht mehr gesichert. Es verdampft sowohl Barium als auch Bariumoxyd in stärkerem Maße^{*)}. Diese Dämpfe diffundieren durch den Wolframmantel und bilden in den Poren und an der Oberfläche einatomige Schichten. Mehratomige Lagen, die im Gegensatz zu den einatomigen nicht durch Adsorptionskräfte gebunden werden können, sind bei dem hohen Dampfdruck nicht beständig^{*)}. Im Endzustand ist das poröse Wolfram in- und auswendig mit einer Lage Barium bedeckt, die stellenweise auch Sauerstoff enthält. Eine solche Schicht erniedrigt, solange die Sauerstoffmenge gering

ist, die Austrittsarbeit des Wolframs. Dies ist der Grund für die gute Elektronenemission der Philips-L-Katode; man kann sie deshalb eher mit der thorierten Wolframkatode als mit der Oxydkatode vergleichen. Daß einatomige Bariumschichten gegenüber den Thoriumschichten eine niedrigere Austrittsarbeit verursachen, ist auf Grund früherer Versuchsergebnisse erwiesen und erklärlich.

Eigenschaften

Eine wesentliche Beurteilungsgröße für Katoden ist die Temperaturabhängigkeit der Emission. In Abb. 3 erkennt man, daß die L-Katode in dieser Hinsicht zwischen der thorierten Wolframkatode und der Oxydkatode liegt. Die gestrichelten Linien stellen die maximalen Betriebstemperaturen für eine Lebensdauer von mindestens einigen hundert Stunden dar. Während man bei der W-, W-Th- und L-Katode den ablesbaren Sättigungsstrom in A/cm^2 tatsächlich entnehmen kann, ist dies bei der Oxydkatode nicht ohne Zerstörung möglich. Sie vermag einen Strom von etwa 60 A/cm^2 , wie er der eingezeichneten Temperatur entspricht, nur kurzzeitig, als Impuls abzugeben. Dauernd kann man sie mit nur etwa $\frac{1}{100}$, also $0,6 \text{ A/cm}^2$, belasten. Hieraus erkennt man schon die große Überlegenheit der L-Katode bei schweren Belastungen. Die Oxydkatode kann mit Impulsbetrieb in günstigen Fällen, bei kleiner Lebensdauer etwa 120 A/cm^2 liefern (Ende der Ox-Kurve). Hingegen liefert die L-Katode 300 A/cm^2 sowohl im Impuls als im Dauerbetrieb. Allerdings ist dabei zu beachten, daß 300 A/cm^2 bei Impulsbetrieb schon eine plötzliche Anodenbelastung von mehreren Millionen Watt/cm^2 darstellen können, so daß die Erhöhung der spezifischen Katodenemission durch die Anodenbeanspruchung (Gasentwicklung) begrenzt ist. Dies ist also weniger eine Katodenfrage als ein Problem der Wärmeverteilung und -abfuhr auf der Anode. — Die W-Th- und W-Katode

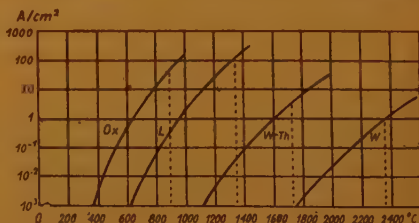


Abb. 3 Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstromes bei verschiedenen Katodenarten. W Wolframkatode, W-Th thorierte Wolframkatode, Ox Oxydkatode, L Philips-L-Katode

^{*)} Das gleiche gilt auch im folgenden sinngemäß für Strontium oder Gemische.

^{*)} Vgl. J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionsercheinungen, Verlag Barth, Leipzig 1937.

Tabelle I

Eigenschaften und Anwendungsgebiete von Katoden

| Eigenschaft | | Wolframkatode | thorierte Wolframkatode | Oxydkatode | Philips- L-Katode |
|---|-------------------|---|--|--|--------------------------------------|
| Arbeitstemperatur | °C | 2100—2300 | 1500—1700 | 650—850 | 900—1350 |
| Austrittsarbeit | eV | 4,54 | 2,63 | 1,1—1,5 | 1,6—2,0 |
| Praktisch mögliche Höchstwerte | | | | dauernd Impuls | |
| Sättigungsstrom | A/cm ² | 1 | 2 | 0,5 50 | > 300 |
| Wirtschaftlichkeit | mA/W | 6 | 70 | 250 20.000 | 1000—10 000 (theoretisch) |
| Vergiftungsanfälligkeit | | gering | groß | groß | gering |
| Spannungsfestigkeit | | gut | gut | schlecht | gut |
| Anfälligkeit gegen schnelle Gasionen | | gut | schlecht | kurzzeitig gut | gut |
| Anwendungsbeispiele | | Röntgenröhren Senderröhren, Hochspannungs- gleichrichter | Ältere Radio- röhren, Gleich- richter-, Sende- und Röntgenröhren | Radioröhren, Katodenstrahl- röhren, gasgefüllte Röhren | Magnetrons, Kurzwellen- röhren |

liegen bei ihrer Temperaturgrenze in einer niedrigeren Größenordnung der Emission und können auch dauernd mit diesen Werten belastet werden. Die Wirtschaftlichkeit der Katode, ausgedrückt in Ampere Emissionsstrom je Watt Heizleistung, ist eine andere wichtige Beurteilungsgröße. Bei ihrer Bestimmung berücksichtigt man meistens nur die zur Ergänzung der abgestrahlten Wärme erforderliche Leistung, die für den schwar-

zen Körper nach dem Gesetz von Stephan-Boltzmann

$$N_s = 5,75 \cdot 10^{-12} \cdot T^4 \cdot O \text{ Watt}$$

ist.

T = Katodentemperatur
in ° K.

O = Katodenoberfläche
in cm².

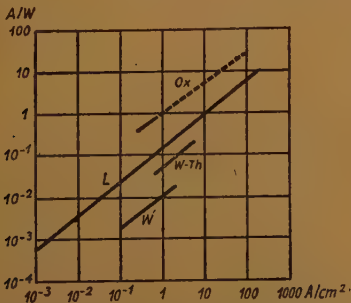


Abb. 4 Wirtschaftlichkeit von Katoden (theoretisch) in Abhängigkeit von dem spezifischen Sättigungsstrom. Gestrichelte Linie: Nur bei Impulsbetrieb möglich

Hierin wirken sich also hohe Betriebstemperaturen besonders ungünstig auf die Wirtschaftlichkeit aus. Außerdem hat die Oberflächenfarbe und -beschaffenheit einen wesentlichen Einfluß, der sich in großen Zügen im Teilstrahlungsvermögen A des betreffenden heißen Körpers erfassen läßt. Je mehr A den Betrag 100% (schwarzer Körper) unterschreitet, um so weniger Leistung wird abgestrahlt und um so weniger ist in anserm Fall durch Heizung zu ersetzen. Die L-Katode hat eine ziemlich dunkle Wolframoberfläche nebst höherer Betriebstemperatur und muß daher der Oxydkatode hinsichtlich der Wirtschaftlichkeit unterlegen sein. Gegenüber der W- und W-Th-Katode schneidet sie jedoch aus Temperaturgründen günstiger ab. In Abb. 4 ist die Wirtschaftlichkeit als Funktion der Sättigungsemission

aufgetragen. Dabei sind diejenigen Kurventeile, welche nur bei Impulsemmission betriebssichere Zustände darstellen, gestrichelt gezeichnet. Man kann erkennen, daß bei Dauerbetrieb über etwa 1 A/cm^2 die L-Katode am wirtschaftlichsten ist, da die Oxydkatode hier ausscheiden muß. Die Benutzbarkeit dieses Gebietes ist ja auch das Entwicklungsziel bei der neuen Katode gewesen. Gerade in diesem typischen Arbeitsbereich der L-Katode tritt eine sonst weniger beobachtete Erscheinung auf, welche die Wirtschaftlichkeit herabsetzt. Angenommen, die dauernde Emissionsstromentnahme sei 50 A/cm^2 und die zu leistende Austrittsarbeit $\varphi = 1,8 \text{ Volt}$. Man hat dann mit einer Ablöseleistung von $50 \times 1,8 = 90 \text{ W/cm}^2$ zu rechnen, die sich als Abkühlung auswirkt. Tatsächlich geht sie von der zur Heizung vorgesehenen Leistung verloren. Die Strahlungsverluste selbst liegen in diesem Fall bei etwa 30 W/cm^2 . Anders steht es bei der Oxydkatode. Hier ist die Abkühlungsleistung wegen der geringeren Austrittsarbeit kleiner. Andererseits tritt aber in der Oxydschicht nach Maßgabe ihres Widerstandes eine Joulesche Erwärmung auf Grund der Leistung

$$N = J^2 \cdot R$$

auf, die der Anodenstromquelle entnommen wird. Die Ökonomie der Oxydkatode wird dadurch zwar noch günstiger gegenüber der L-Katode, doch ist gerade hinsichtlich der Jouleschen Erwärmung (Größenordnung $50\text{--}100^\circ \text{C}$) die Abhängigkeit der Temperatur vom Widerstand der Oxydschicht ein unangenehmer Nachteil. Die Temperatur stellt sich bei verschiedenen Röhren (Röhrenaustausch) entsprechend den stets unterschiedlichen Schichtwiderständen ein und hängt darüber hinaus auch noch etwas von den Verhältnissen im Anodenkreis ab. Dies alles ist nur tragbar und die hohe Wirtschaftlichkeit nur ein Vorteil bis zu Sättigungsströmen von 5 A/cm^2 im Dauer- bzw. Impulsbetrieb. Darüber arbeitet die L-Katode sicherer. Man erkennt hieraus, daß die Erstrebung einer höheren Wirtschaftlichkeit nur bei gleichbleibender Stabilität sinnvoll ist.

Bezüglich der mechanischen und geometrischen Eigenschaften der L-Katode ist vor allem ihre Robustheit hervorzuheben, in welcher Hinsicht sie mit der Oxydkatodenschicht gar nicht mehr zu vergleichen ist. Ferner besteht keine Gefahr, daß Teilchen abgelöst werden und auf andere Röhrentelle gelangen, was stets verschiedene unangenehme Folgen hat. Auch lassen sich die Abmessungen genauer einhalten (Toleranz: einige μ). Dadurch kann man die Katode-Anode-Abstände verringern, und die Laufzeiten der Elektronen werden in Kurzwellenröhren

kleiner. Die große spezifische Emission gestattet die Konstruktion kleiner Katoden mit geringen Kapazitäten.

Die Betriebssicherheit von Magnetrons und ähnlichen Röhren wird durch das Elektronenbombardement der Katode oft vernichtend beeinflusst. Es wurden zwei völlig gleiche Röhren mit einer Oxyd- bzw. L-Katode versehen und bei 10 cm Wellenlänge und 2 A/cm^2 ständiger Emission betrieben. Die Oxydkatode war nach 100 Stunden verdorben, während die L-Katode länger als 1000 Stunden arbeitete.

In allen Fällen, wo Vergiftung durch Sauerstoff-Ionenbombardement oder Funkenüberschlag eintritt, verhält sich die L-Katode zunächst ähnlich wie die Oxydkatode, doch erholt sie sich nach Ausschalten der Schadensursache sehr schnell und behält keinen Fehler zurück. Die Oxydkatode, welche in solchen Fällen unter Umständen ihre ganze Schicht verlieren kann, ist hierin begreiflicherweise unterlegen.

Auffallend ist, daß der Temperaturarbeitsbereich bei der L-Katode erheblich umfangreicher ist als bei der Oxydkatode. Im ersten Fall kommen Temperaturen zwischen 900° und 1350°C in Frage, gegenüber dem engeren Bereich von 650 bis 850°C bei Oxydkatoden. Tabelle II verdeutlicht den Zusammenhang zwischen Temperatur und Lebensdauer, wobei die hohen Sättigungsströme besondere Beachtung verdienen.

Tabelle II

Arbeitsbereiche der L-Katode

| Temperatur | Sättigungsstrom | Lebensdauer |
|-------------------|-----------------|-------------|
| $^\circ \text{C}$ | A/cm^2 | Stunden |
| 1000—1100 | 3 | 1000—5000 |
| 1250 | 100 | 100—1000 |
| 1350 | 250 | 30—100 |

Zusammenfassend sei bemerkt, daß die L-Katode vor allem bei teuren und komplizierten Spezialröhren Aussichten hat und bei hochbelasteten, impulsgeformten Kurzwellenröhren sich einführen dürfte. Die Herstellung solcher Röhren ist oft deshalb so kostspielig, weil schon während des umständlichen Fabrikationsprozesses die empfindliche Oxydkatode Schaden erleiden kann und die Röhre mit den oft nicht wieder verwendbaren präzisen Einzelteilen wertlos wird. Gerade hierbei dürfte die robuste L-Katode eine Zukunft haben.

Dr. H. te Gude.

Ein einfacher Frequenzanalysator*

Auf der vorjährigen Ausstellung der Physical Society in London zeigte die General Electric ein recht interessantes Gerät für die Messung der Amplituden der einzelnen in einer nicht sinusförmigen Wechselspannung enthaltenen Oberwellen. Das Instrument zeichnet sich durch seinen einfachen und billigen Aufbau aus, und es möge das ihm zugrunde liegende Meßprinzip hier kurz erläutert werden¹⁾.

Die Wechselspannung e mit der zu analysierenden Kurvenform wird gemäß Abb. 1 einem Reihenschwingkreis aufgedrückt, der mittels des gezeichneten veränderbaren Kondensators C nach-

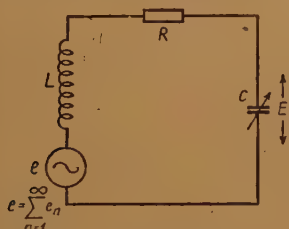


Abb. 1 Ersatzschaltbild des Resonanzkreises im Analysator

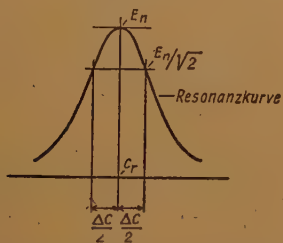


Abb. 2 Die Bestimmung der Kreisgüte durch Verstimmung des Kondensators

einander auf die Grundfrequenz und auf die verschiedenen Oberwellen der Wechselspannung abgestimmt werden kann. Ist die Selektivität des Schwingkreises ausreichend hoch, ist also der Verlustwiderstand R sehr klein, dann erscheint bei jeder Resonanz mit einer Harmonischen an dem Kondensator C eine sinusförmige Spannung E_n von der Frequenz der n -ten Harmonischen, auf die der Kreis gerade abgestimmt ist, während alle anderen noch in der Wechselspannung e enthaltenen Frequenzen praktisch vollkommen unter-

drückt werden. Voraussetzung für das Meßverfahren ist also eine sehr hohe Kreisgüte des Resonanzkreises. Die Spannung E_n am Kondensator ist durch

$$E_n = Q \cdot e_n \quad (1)$$

gegeben, wo Q die Resonanzüberhöhung, also die Kreisgüte, und e_n die gesuchte Amplitude der n -ten Harmonischen in der Wechselspannung e ist. Die Kreisgüte Q ergibt sich aus der Halbwertsbreite der Resonanzkurve und kann daher gemäß Abb. 2 durch die Verstimmung des Kondensators um $\pm \Delta C/2$ beiderseits von der Resonanzeinstellung C_r ermittelt werden, für die E_n auf den Wert $E_n/\sqrt{2}$ abfällt. Es ist dann

$$Q = \frac{2 \cdot C_r}{\Delta C} = \frac{2}{\omega_n^2 \cdot L \cdot \Delta C} \quad (2)$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) erhält man somit die gesuchte Amplitude e_n der n -ten Harmonischen zu

$$e_n = \frac{\Delta C}{2} \cdot \omega_n^2 \cdot L \cdot E_n \quad (3)$$

Da im allgemeinen nur die Relativwerte der Amplituden von den einzelnen Harmonischen interessieren, kann man sich die Absolutmessung der Spannungen E_n am Kondensator mit einem Röhrenvoltmeter sparen, wenn man die Selektivität des Schwingkreises bei jeder Harmonischen so verändert, daß die E_n immer den gleichen Wert annehmen, was sich beispielsweise mit einer Braunschen Röhre leicht kontrollieren läßt. Das Amplitudenverhältnis der m -ten und der n -ten Harmonischen berechnet sich dann gemäß Gleichung (3) zu

$$\frac{e_m}{e_n} = \left(\frac{\omega_m}{\omega_n} \right)^2 \cdot \frac{\Delta C_m}{\Delta C_n} \quad (4)$$

Bei jeder Harmonischen braucht somit praktisch nur die für die Halbwertsbreite erforderliche Verstimmung ΔC des Kondensators bestimmt zu werden, nachdem man durch Einregelung der Selektivität die Spannung E_n am Kondensator auf einen vorgegebenen Wert gebracht hat. Die regelbare Selektivität ist ein wesentliches Merkmal des Analysators und erfolgt durch einen negativen Widerstand r , der gemäß Abb. 3 dem Kondensator parallel geschaltet ist. Dieser negative Widerstand veränderbarer Größe gestattet also einmal, durch teilweise Kompensation der Wirkung des Verlustwiderstandes R , eine sehr hohe Selektivität des Schwingkreises zu erreichen, so daß auch die höheren und schwächeren Oberwellen genügend scharf ausgelebt werden können und rein sinusförmige Spannungen am Kondensator

¹⁾ D. Martineau Tombs: Simple Wave Analyser, Wireless Engineer, Band 27, Nr. 322, Juli 1950, Seite 197.

sator entstehen. Außerdem werden durch Einstellung des negativen Widerstandes die Amplituden der Kondensatorspannungen für die einzelnen Harmonischen durch Beobachtung auf dem Schirm einer Braunschen Röhre auf einen vorgegebenen konstanten Wert gebracht

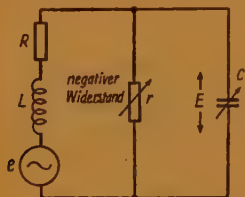


Abb. 3. Vergrößerung und Regelung der Selektivität des Resonanzkreises durch einen veränderbaren negativen Widerstand r parallel zum Kondensator

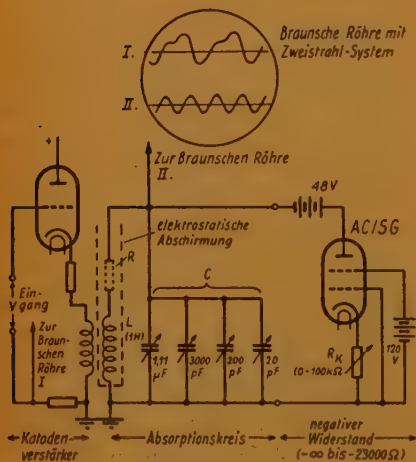


Abb. 4. Grundschriftung des Analysators

Als regelbarer negativer Widerstand ist eine Schirmgitterröhre geeignet, die auf dem fallenden Teil der Anodenstrom-Anodenspannungskennlinie arbeitet. Abb. 4 zeigt die Grundschriftung einer Versuchsausführung des Analysators mit einer Schirmgitterröhre als negativem Widerstand. Durch Veränderung des Katodenwiderstandes R_K zwischen 0 und 100 Kiloohm kann der negative Widerstand zwischen $-\infty$ und -23 Kiloohm geändert werden. Auf diese Weise lassen sich für die Resonanzserhöhung Werte erzielen, die mehrere Hundert betragen. Die zu analysierende Wechsel-

spannung V wird an den Eingang des Katodenverstärkers gelegt, welcher den Resonanzkreis speist. Die Messung geht dann so vor sich, daß man den Abstimmkondensator C zunächst auf die Grundfrequenz von V abstimmt und nun durch R_K die Selektivität mindestens so weit steigert, bis die an C auftretende Wellenform auf der Braunschen Röhre rein sinusförmig erscheint. Die Amplitude wird dann auf dem Schirm der Braunschen Röhre markiert; dann wird die für die Halbwertsbreite notwendige Verstimmung ΔC ermittelt. Nun wird C auf die erste Oberwelle abgestimmt, die Amplitude durch R_K auf den auf dem Schirm markierten Wert gesteigert und wieder die Verstimmung für die Halbwertsbreite der neuen Resonanzkurve gemessen. Dieser Vorgang wird nacheinander für alle Oberwellen wiederholt; die relativen Amplituden der Harmonischen in der Wechselspannung V ergeben sich sodann aus der Gleichung (4), die allerdings für den Fall der Schaltung nach Abb. 4 noch etwas berichtigt werden muß, da die an der Spule L des Absorptionskreises induzierte Spannung e frequenzabhängig ist. Da e proportional zu $\omega \cdot V$ ist, berechnen sich die relativen Amplituden in diesem Falle nach

$$\frac{V_m}{V_n} = \frac{\omega_m}{\omega_n} \cdot \frac{\Delta C_m}{\Delta C_n} \quad (4a)$$

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten.)

Röhre mit quadratischer Kennlinie *

Für manche Zwecke wird ein nichtlineares Schaltelement benötigt, das aus einem veränderlichen Strom- oder Spannungswert eine neue Größe ableitet, die mit dem ersten durch eine vorgegebene — nichtproportionale — Gesetzmäßigkeit verknüpft ist. Diese Notwendigkeit kann bei Meß- oder Regelaufgaben sowie bei elektrischen Rechengeräten eintreten. Eine von der Firma Raytheon gebaute Röhre (Typ QK 250), die sich auf Entwicklungsarbeiten stützt, welche in den Forschungslaboratorien der amerikanischen Luftwaffe durchgeführt wurden, löst die Aufgabe, einen Anodenstrom zu liefern, dessen Größe mit hoher Genauigkeit, und zwar innerhalb einer Fehlergrenze von zwei Prozent, dem Quadrat der steuernden Eingangsspannung proportional ist¹⁾. Die Röhre war ursprünglich für den Zweck konstruiert worden, die Amplitude eines impulsmodulierten 40-MHz-Trägers, wie er bei Radargeräten auftritt, nach einer streng quadratischen

¹⁾ Aaron S. Soltes, Beam Deflection Nonlinear Element, Electronics, Band 23, August 1950, Seite 122.

Gesetzmäßigkeit zu verändern, dürfte sich aber auch für andere Verwendungsgebiete eignen. Die Wirkungsweise der Röhre geht aus der schematischen Abb. 1 hervor; danach handelt es sich also

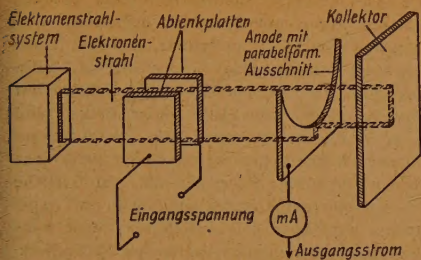


Abb. 1 Die quadratische Kennlinie der QK 256 kommt durch eine parabelförmig ausgeschnittene Anode im Wege des Elektronenstrahles zustande

um eine Elektronenstrahlröhre mit einem blattförmig gebündelten Elektronenstrahl. An die parallel zur Strahlebene sich erstreckenden Ablenkplatten wird die zu quadrierende Eingangsspannung gelegt. Vor dem Kollektor ist eine Metallmaske, die Anode, mit einem parabelförmigen Ausschnitt angebracht, die einen Teil des Elektronenstrahles abfängt. Durch den als Parabel geformten Ausschnitt wird erreicht, daß sich die Höhe des von der Anode abgefangenen Teiles des Elektronenstrahles, und somit die Größe des Anodenstromes, bei seitlicher Ablenkung des Elektronenstrahles nach einem quadratischen Gesetz ändert, wenn man die Stromdichte über den gesamten Querschnitt des Elektronenstrahles als konstant voraussetzen darf. Da die seitliche Ablenkung des Strahles eine lineare Funktion der Eingangsspannung ist, kann man an der Parabelmaske einen Strom abnehmen, der dem Quadrat der Eingangsspannung proportional ist. Selbstverständlich lassen sich auf diese Weise auch andere Gesetzmäßigkeiten durch entsprechende Anodenformen verwirklichen.

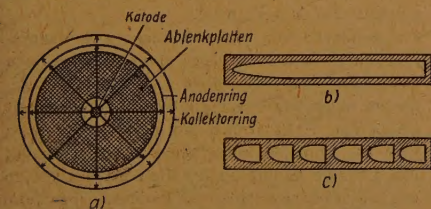


Abb. 2 a) Elektrodenanordnung der QK 256 (Schematische Draufsicht)

b) Anode mit einem parabelförmigen Ausschnitt
c) Anode mit mehreren parabelförmigen Ausschnitten, wie sie tatsächlich in der QK 256 angewandt wird

Zwecks Erzielung eines möglichst großen Anodenstromes ist das Elektroden-system der Röhre rotations-symmetrisch gebaut und hat das Aussehen einer flachen zylindrischen Dose von etwa fünf Zentimeter Durchmesser (Abb. 2a). In der Achse der Dose sitzt die Katode, von der die Elektronen waagrecht radial ausgehen und einen dünnen, kreisscheibenförmigen Strahl bilden. Der obere und der untere Deckel des Zylinders sind die beiden Ablenkplatten, die den äußeren Rand der Elektronenscheibe nach oben oder nach unten biegen. Die Elektronen treffen dann auf die Anode mit dem parabelförmigen Ausschnitt, die als flacher Zylinder konzentrisch um die Katode liegt; hinter der Anode befindet sich dann der Kollektor. Abb. 2b zeigt das Aussehen der in der Ebene ausgebreiteten Anode mit dem parabelförmigen Ausschnitt. Aus mechanischen Gründen und zur Vermeidung von Verzerrungen ist es allerdings günstiger, die Parabel in mehrere kleine Parabeln aufzuteilen, weil dadurch Ungleichmäßigkeiten in der Gestalt und der Stromdichte im Elektronenstrahl weniger zur Wirkung kommen. Es ergibt sich so die Anode nach Abb. 2c, wie sie in der Röhre QK 256 tatsächlich angewandt wird. Wenn die Eingangsspannung eine Wechselspannung ist, wird man den Ausgang der Röhre zweckmäßigerweise auf die erste Oberschwingung abstimmen und nur diese aussieben, weil die Amplitude der ersten Oberschwingung zwar dem Quadrat der Amplitude der Eingangsspannung proportional, dabei aber vollkommen unabhängig von Gleichspannungen oder Spannungsschwankungen im Eingangs- und Ausgangskreis der Röhre ist. Der Anodenstrom I_a der Röhre ist durch

$$I_a \approx I_{a0} + [E_{go} + E_g]^2$$

gegeben, wo I_{a0} der Anodenruhestrom, E_{go} die im Eingangskreis liegende Gleichspannung und E_g die steuernde Wechselspannung am Eingang ist. Wenn man nun $E_g = E \cdot \cos \omega t$ setzen darf, so erhält man für den Anodenstrom

$$I_a \approx \left[I_{a0} + E_{go}^2 + \frac{E^2}{2} \right] + \left[2 \cdot E_{go} \cdot E \cdot \cos \omega t \right]$$

Gleichstrom Grundschwingung

$$+ \left[\frac{E^2}{2} \cdot \cos 2 \omega t \right]$$

1. Oberschwingung

Das letzte Glied der rechten Seite ist also von E_{go} und I_{a0} unabhängig; zur Aussiebung der ersten Oberschwingung genügt ein entsprechend bemessenes Filter.

Die Entwicklungsarbeiten an diesen Elektronenstrahlröhren mit nichtlinearer Steuerkennlinie sind noch nicht abgeschlossen, und es werden gegen-

wärtig sowohl Verbesserungen der beschriebenen quadratischen Röhre als auch Röhren mit anderen Kennlinien und deren Anwendungsmöglichkeiten untersucht.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten.)

Neuere Entwicklungen auf dem Gebiete der Tonaufnahme in den U. S. A.*

Aus einem kurzen Überblick über die Tagung der „Audio Engineering Society“ Ende Oktober 1949 in New York, den die Zeitschrift „Electronics“ bringt (Bd. 23, Januar 1950, S. 68), erkennt man, daß das Magnettonband in immer stärkerem Maße auch bei der Tonfilmaufnahme und für das Zwischenfilmverfahren im Fernsehen verwendet wird. Die außerordentlich hohe Qualität der Aufzeichnung und die Möglichkeit, die Aufnahme unmittelbar nach der Aufzeichnung wieder abhören zu können, wiegen anscheinend bei weitem die Schwierigkeiten auf, die durch das synchrone Abspielen von Bildfilm und Magnettonband entstehen. Für diese sogenannte „lippen-synchrone“ Wiedergabe liegen bereits drei verschiedene Lösungen fertig vor, die zum Teil einen recht bedeutenden Aufwand erfordern. Daß man diesen Aufwand in Kauf nimmt und die Verfahren für Tonfilm und Fernsehen benutzt, spricht für die Überlegenheit der Magnettonaufzeichnung über die fotografische Tonaufzeichnung.

Da der eingangs erwähnte Überblick nur wenig Einzelheiten bekanntgibt, können auch hier nur kurze Angaben über die Tonverfahren gemacht werden. Am einfachsten wird der Gleichlauf von Bild und Ton noch bei dem „Magnetgram“-Gerät erreicht, in dem ein perforiertes Magnetband verwendet wird. Und zwar dient als Tonträger normaler 16-mm-Blankfilm, auf dem die magnetisierbare Schicht aus Eisenoxydteilchen aufgetragen ist. Diese rein mechanische Synchronisierung der perforierten Bänder durch Zackenrollen scheint aber noch nicht auszureichen, denn sonst könnte man kaum verstehen, daß sich die beiden anderen Verfahren in der Praxis durchsetzen konnten.

Bei dem „Pix-Sync“-Tonbandgerät der „Fairchild Recording Eqpt. Corp.“ wird dem Sprechkopf außer der verstärkten Mikrofonspannung noch eine Trägerfrequenz von 14,5 kHz zugeführt, die mit der Netzspannung (60 Hz) moduliert ist, welche Bild- und Tonaufnahmegerät antreibt. Bei dem Abspielen wird die so mitaufgezeichnete Netzfrequenz mit der zum Antrieb der Wiedergabegeräte verwandten Netzfrequenz verglichen und die Laufgeschwindigkeit des Tonbandes selbsttätig so geregelt, daß beide Frequenzen stets übereinstimmen. Dadurch werden Längenänderungen des Tonbandes durch Temperatur- und

Feuchtigkeitseinflüsse sowie Schwankungen der Netzfrequenz in dem Zeitraum zwischen der Aufnahme und der Wiedergabe weitgehend ausgeglichen. Die eigentliche Tonaufzeichnung und der 14,5-kHz-Träger werden von dem gleichen Hörkopf abgenommen und in demselben Verstärker verstärkt. Unmittelbar vor dem Lautstärkeregler trennt eine Weiche den 14,5-kHz-Träger ab, der in einem Bandfilterverstärker mit einer Bandbreite von 1 kHz weiterverstärkt und dann gleichgerichtet wird. Die so zurückgewonnene Wechselspannung von 60 Hz speist einen kleinen Induktionsmotor, der mit dem Getriebe der Tonrolle des Gerätes gekuppelt ist. Angetrieben wird aber die Tonrolle von einem Synchronmotor, der unmittelbar an der 60-Hz-Netzspannung liegt. Sobald die von dem Tonband abgegriffene 60-Hz-Spannung und die Netzspannung nicht genau übereinstimmen, bremsst oder beschleunigt der Induktionsmotor die Tonrolle so lange, bis Übereinstimmung der beiden Frequenzen herrscht und eine etwaige Schrumpfung oder Dehnung des Bandes durch eine entsprechende Abspielgeschwindigkeit genau ausgeglichen ist.

Nach einem ganz ähnlichen Prinzip arbeitet das Tonbandgerät der „Rangertone Inc.“; hier wird bei einer Tonaufnahme die Netzfrequenz ohne Träger über einen besonderen Schreibkopf auf dem Band aufgezeichnet. Da der Spalt dieses Kopfes um 90° gegen die Spaltichtung des eigentlichen Sprechkopfes gedreht ist, beeinflußt die aufgeschriebene Netzfrequenz die Tonaufzeichnung nicht. Beide Aufzeichnungen können getrennt voneinander durch zwei Hörköpfe abgenommen werden, wenn deren Spalte ebenfalls senkrecht aufeinander stehen. Bei der Wiedergabe wird die vom Tonband abgenommene Netzfrequenz mit der vorhandenen Netzfrequenz in einem Diskriminator verglichen, der eine der Differenz der beiden Frequenzen proportionale Spannung abgibt. Diese Spannung steuert die Frequenz eines Oszillators, der den die Tonrolle antreibenden Motor speist.

Zur Kontrolle der Aufzeichnungen auf Magnettonbändern wird übrigens unter dem Namen „Visi-Mag“ eine Flüssigkeit auf den Markt gebracht, in der feinste Eisenteilchen aufgeschlämmt sind. Zur Sichtbarmachung der Aufzeichnung wird das Tonband kurz in die Lösung getaucht und für eine Minute an der Luft getrocknet; an den beschriebenen Stellen des Bandes bleiben dann die feinen Eisenteilchen hängen. Auf diese Weise läßt sich die Justierung der Köpfe auf einfachste Art prüfen; danach kann das Eisenpulver ohne Beschädigung des Bandes wieder abgewischt werden.

Für die Zwischenfilme im Fernsehbetrieb, sowie für das Abfilmen der in einer Unterstation empfangenen Fernsehsendung von der Bildröhre zum Zwecke der späteren Weitersendung, wird aus Ersparnisgründen in zunehmendem Maße 16-mm-Schmalfilm verwandt. Ton und Bild werden getrennt aufgenommen und bearbeitet und dann zusammenkopiert. Die Tonaufzeichnung erfolgt als Sechszackenschrift; bei der Abtastung benutzt man niederohmige Fotozellen, die für Ultrarot unempfindlich sind. Die Tonlampe wird zur Verhütung des Brummens mit Hochfrequenz geheizt und hat einen besonders vibrationssicher aufgehängten Faden. Anscheinend ist aber die fotografische Tonaufzeichnung auf Schmalfilm noch nicht so ganz zuverlässig, denn es wird berichtet, daß an vielen Stellen zur Sicherheit der Ton „lippensynchron“ auf Magnetband aufgenommen und erst nachträglich auf den Schmalfilm umgespielt wird.

Zu erwähnen ist noch ein neues Richtmikrofon der RCA, das sich durch seine große Empfindlichkeit auszeichnet und noch aus 3,5 Meter Entfernung im Atelier eine in normaler Lautstärke geführte Unterhaltung der Schauspieler aufnimmt. Es besteht aus zwei gleichartigen 30 cm voneinander entfernten Bändchenmikrofonen, deren rückwärtige Räume durch ein zweieinhalb Meter langes Dämpfungsrohr miteinander verbunden sind. Durch zickzackförmige Führung des Rohres konnte die Gesamtlänge des Mikrofonens auf den kleinen Betrag von 30 cm herabgedrückt werden. Der Frequenzbereich des Mikrofonens beträgt 50 bis 15 000 Hz, seine Richtwirkung 60°; das heißt, bei diesem Einfallswinkel ist die Mikrofonspannung auf die Hälfte abgesunken. Das Mikrofon wurde vornehmlich mit der Absicht entwickelt, die Mikrofontalgen im Atelier überflüssig zu machen. Zu diesem Zweck werden mehrere der neuen Mikrofone in gewissen Abständen in erhöhter Lage in dem Atelier eingebaut, so daß jedes Mikrofon einen Teil der ganzen Szene „erfassen“ kann. Je nach dem Standort und der Bewegung der Schauspieler wird an einem Schalterpult das gerade in Betracht kommende Mikrofon eingeschaltet. Der schnelle Übergang von einem Mikrofon zum anderen wird durch Schiebewiderstände ermöglicht, die an die Stelle der sonst üblichen Drehregler treten.

Nur am Rande sei abschließend vermerkt, daß auf der der Tagung angeschlossenen Ausstellung noch eine neue Schallplatte gezeigt wurde, die eine lautstarke Wiedergabe auch der höchsten Frequenzen bis zu 20 000 Hz gestattet und wohl recht starke Beachtung fand.

Dr. F.

(Umfang des Originalberichtes 3 Seiten.)

FACHZEITSCHRIFTEN von hoher Qualität

FUNK-TECHNIK

Radio • Fernsehen • Elektronik

FUNK UND TON

Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

LICHTTECHNIK

Beleuchtung • Elektrogerät
Installation

PHOTO-TECHNIK UND -WIRTSCHAFT

Organ des Verbandes
der Deutschen Photographischen
Industrie e. V.

KINO-TECHNIK

Schmalfilmkino • Filmtechnik
Lichtspieltheater

KAUTSCHUK UND GUMMI

Zeitschrift für die Kautschuk- und
Asbestwirtschaft, Wissenschaft und
Technik

Probehefte kostenlos

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH. HELIOS-VERLAG GMBH.

Berlin-Borsigwalde • Frankfurt/M. • Stuttgart

Verkaufsleiter

für eine Rundfunkfabr. in Süddeutschl. gesucht.
Nur erstklassige Kräfte, die einen solchen Posten
bereits schon längere Zeit bekleidet haben, werden
gebeten, ihre Bewerb. mit Lebenslauf, Zeugnis-
abschr., Gehaltsanspr. u. Angabe des frühesten
Antrittstermins unter P.K. 4537 einzusenden.

Für die

Fernseh-Entwicklung u. -Fertigung

sucht eine Fabrik in Süddeutschland einige versierte
Fachkräfte, Bewerber wollen ihren Lebenslauf mit
Zeugnisabschriften, Gehaltsansprüchen u. Angabe
des frühestmögl. Antrittstermins richt. unt. P.J. 4536

LEIPZIGER MESSE

FRÜHJAHR 1951

4.-11. MÄRZ

Von insgesamt 8400 Ausstellern Deutschlands und vieler ausländischer Staaten garantieren 2500 Aussteller der Technischen Messe in 21 verschiedenen Industriegruppen ein vollständiges Angebot in Maschinen, Geräten und Apparaten



Auskünfte erteilt die zuständige Industrie- und Handelskammer oder Handwerkskammer bzw. in Berlin die Berliner Geschäftsstelle des Leipziger Messeamtes, Berlin W 8, Behrenstraße 22,
Telefon: 42 24 52

4
6

Registrieren mit

**Kathodenstrahl-
Oszillographen**

TANNIES FREIBURG

BESTELLSCHEIN

Lieferrn Sie aus dem

VERLAG FÜR RADIO-FOTO KINOTECHNIK
GMBH., BERLIN-BORSIGWALDE

Exemplar

**Handbuch
für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker**

zum Preise von DM-W 12,50 spesen- und portofrei
durch Nachnahme

Name: _____

Datum: _____

Genauere Anschrift: _____